

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

ANDRÉ ROUSSET

1^{re} THÈSE. — La remontée relativiste de l'ionisation dans le xénon.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 30 octobre 1958 devant la Commission d'examen

MM. F. PERRIN *Président.*

P. AUGER	} <i>Examineurs.</i>
A. KASTLER	
L. LEPRINCE-RINGUET	

PARIS

IMPRIMERIE NATIONALE

1959

THÈSES

FACULTÉ DES SCIENCES

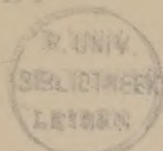
A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Nom du candidat : **ROUSSET.**

Prénoms : **André.**

Date de la soutenance : 30 octobre 1958.

Numéro d'ordre : Série A 3214. — N° 4086.



ROUSSET (André). — La remontée relativiste de l'ionisation dans le xénon. — Paris, Imprimerie Nationale, 1959. In-8°, 44 p., 14 fig.

Th. Sc. Phys., Paris, 1958. Sér. A 3214, N° 4086.

ROUSSET (André). — La remontée relativiste de l'ionisation dans le xénon. — Paris, Imprimerie Nationale, 1959. In-8°, 44 p., 14 fig.

Th. Sc. Phys., Paris, 1958. Sér. A 3214, N° 4086.

ROUSSET (André). — La remontée relativiste de l'ionisation dans le xénon. — Paris, Imprimerie Nationale, 1959. In-8°, 44 p., 14 fig.

Th. Sc. Phys., Paris, 1958. Sér. A 3214, N° 4086.

ROUSSET (André). — La remontée relativiste de l'ionisation dans le xénon. — Paris, Imprimerie Nationale, 1959. In-8°, 44 p., 14 fig.

Th. Sc. Phys., Paris, 1958. Sér. A 3214, N° 4086.

FACULTÉ DES SCIENCES

Nom du candidat : ROUSSET.

Prénoms : André.

Date de la soutenance : 30 octobre 1938.

Numéro d'ordre : Série A 3214 — N° 4086.

ROUSSET (André). — La
remontée relativiste de l'ionisation
dans le zénon. — Paris, Im-
primerie Nationale, 1939. In-8°.
44 p., 14 fig.

T.A. 2e. Phys., Paris, 1938. Sér. A 3214. N° 4086.

ROUSSET (André). — La
remontée relativiste de l'ionisation
dans le zénon. — Paris, Im-
primerie Nationale, 1939. In-8°.
44 p., 14 fig.

T.A. 2e. Phys., Paris, 1938. Sér. A 3214. N° 4086.

ROUSSET (André). — La
remontée relativiste de l'ionisation
dans le zénon. — Paris, Im-
primerie Nationale, 1939. In-8°.
44 p., 14 fig.

T.A. 2e. Phys., Paris, 1938. Sér. A 3214. N° 4086.

ROUSSET (André). — La
remontée relativiste de l'ionisation
dans le zénon. — Paris, Im-
primerie Nationale, 1939. In-8°.
44 p., 14 fig.

T.A. 2e. Phys., Paris, 1938. Sér. A 3214. N° 4086.

Série A, n° 3214

N° d'ORDRE : 4086

THÈSES

PRÉSENTÉES

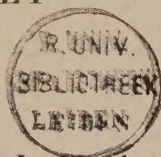
A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

ANDRÉ ROUSSET



1^{re} THÈSE. — La remontée relativiste de l'ionisation dans le xénon.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 30 octobre 1958 devant la Commission d'examen.

MM. F. PERRIN *Président,*

P. AUGER	} <i>Examineurs.</i>
A. KASTLER	
L. LEPRINCE-RINGUET .	

PARIS

IMPRIMERIE NATIONALE

1959

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen..... M. J. PÉRÈS

G. JULIA	T Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	QUENEY.....	T Météorologie et dynamique atmosphérique.
FOCH	T Mécanique physique et expérimentale.	GALLIEN	T Embryologie.
PAUTHENIER.....	T Électrotechnique générale.	EICHHORN	T Biologie végétale (P. C. B.).
DE BROGLIE	T Théories physiques.	DE CUGNAC	T Biologie végétale (P. C. B.).
PRENANT	T Anatomie et Histologie comparées.	M ^{lle} CAUCHOIS.....	T Chimie-Physique.
GARNIER.....	T Géométrie supérieure.	THELLIER.....	T Physique du globe.
PÉRÈS	T Mécanique des fluides et applications.	L'HÉRITIER.....	T Génétique.
LAUGIER.....	T Physiologie générale.	GRIVET.....	T Radioélectricité.
M. CURIE.....	T Physique (S. P. C. N.).	PONCIN.....	T Mécanique des fluides.
BARRABÉ.....	T Géologie structurale et géologie appliquée.	DUBREIL.....	T Arithmétique et théorie des nombres.
G. DARMOIS.....	T Calcul des probabilités et Physique mathématique.	QUELET	T Chimie organique.
Jacques BOURCART ..	T Géographie physique et Géologie dynamique.	CAGNIARD.....	T Géophysique appliquée.
PLANTEFOL	T Botanique.	CHAMPETIER.....	T Chimie macromoléculaire.
GRASSÉ.....	T Évolution des êtres organisés.	CUVILLIER	T Géologie structurale et Géologie appliquée.
PRÉVOST.....	T Chimie organique.	JUNG.....	T Pétrographie.
BOULIGAND	T Application de l'analyse à la Géométrie.	TRILLAT	T Microscopie et diffraction électronique.
CHAUDRON	T Chimie appliquée.	WIEMANN.....	T Chimie organique et structurale.
WYART.....	T Minéralogie.	JACQUINOT.....	T Spectroscopie et physique céleste.
TEISSIER	T Zoologie.	VASSY.....	T Physique de l'atmosphère.
MANGENOT.....	T Biologie végétale.	DESTOUCHES.....	T Théories physiques.
P. AUGER.....	T Physique quantique et relativité.	M. PRUVOST.....	T Géologie.
MONNIER	T Physiologie des fonctions.	AMIEL.....	T Chimie générale (P. C. B.).
PIVETEAU.....	T Paléontologie.	HOCART.....	T Minéralogie.
ROCARD	T Physique (E. N. S.).	J.-P. MATHIEU.....	T Physique (P. C. B.).
H. CARTAN.....	T Mathématiques (E. N. S.).	COUTEAUX.....	T Biologie animale (P. C. B.).
LAFFITE.....	T Chimie générale.	MAY.....	T Biologie animale (P. C. B.).
FAVARD	T Mécanique générale.	CHOQUET.....	T Calcul différentiel et intégral.
COULOMB	T Physique du globe.	FELDMANN.....	T Biologie (P. C. B.).
M ^{lle} COUSIN.....	T Biologie animale (S. P. C. N.).	GUINIER.....	T Physique générale (P. C. B.).
CHRÉTIEN.....	T Chimie minérale.	JOST.....	T Physiologie comparée.
P. DRACH	T Zoologie.	PORTET.....	T Calcul des probabilités.
KASTLER.....	T Physique.	SCHWARTZ	T Méthode mathématique de la Physique.
EPHRUSSI.....	T Génétique.	CHOUARD	T Physiologie végétale.
WÜRMSER.....	T Biologie physico-chimique.	MALAVARD	T Aviation.
RIVIÈRE.....	T Géologie (S. P. C. N.).	BRELOT	T Calcul différentiel.
GAUTHERET.....	T Biologie végétale (P. C. B.).	NORMANT	T Chimie organique (P. C. B.).
LUCAS	T Recherches physiques.	BÉNARD.....	T Chimie (P. C. B.).
A. THOMAS.....	T Biologie cellulaire.	BUVAT.....	T Botanique (E. N. S.).
ARNULF	T Optique appliquée.	DUGUÉ.....	T Statistiques mathématiques.
M. MORAND.....	T Enseignement de Physique.	GÉLOSO.....	T Chimie (S. P. C. N.).
SOLEILLET.....	T Physique.	SOULAIRAC	T Psychophysiologie.
FORTIER.....	T Mécanique-expérimentale des fluides.	ULRICH.....	T Physiologie végétale.
DANJON	T Astronomie.	MARÉCHAL	T Optique théorique et appliquée.
LAPORTE	T Physique générale et Radioactivité.	KIRRMANN.....	T Théories chimiques.
JANET.....	T Mécanique analytique et Mécanique céleste.	CHADEFAUD.....	T Botanique.
PETIT.....	T Biologie maritime.	DESTRIAU	T Physique (M. C. P.).
		M ^{lle} LE BRETON.....	T Physiologie générale.
		SALEM.....	T Mathématiques générales
		LELONG.....	T Mathématiques générales.

DEVILLERS.....	Anatomie et histologie comparées.	COTTE.....	T Physique (M. P. C.).
EHRESMANN	T Topologie algébrique.	J. E. DUBOIS.....	T Chimie (S. P. C. N.).
FRANÇON.....	Physique (S. P. C. N.).	LAMOTTE.....	Zoologie. (E. N. S.).
GLANGEAUD.....	T Géographie physique et géologie dynamique.	MICHEL.....	T Chimie (S. P. C. N.).
GODEMENT.....	T Mathématiques (M. P. C.).	OLMER.....	T Énergétique générale.
PISOT.....	T Calcul des probabilités.	ROUAULT.....	T Physique (Enseignement).
ROCH (E.).....	T Géologie.	GAUTHIER.....	T Mécanique appliquée.
SCHATZMANN.....	Astrophysique.	BARCHIEWITZ.....	Chimie Physique.
TERMIER.....	T Paléontologie stratigraphique.	BROSSEL.....	Physique atomique.
ZAMANSKY.....	T Mathématiques générales.	BUSER.....	Biologie animale (P. C. B.).
JOLIOU.....	T Physique nucléaire et radioactivité.	CAMUS.....	Biologie végétale (P. C. B.).
LENNUIER.....	Physique (P. C. B.).	CASTAING.....	Physique générale.
RIZET.....	Génétique.	CURIEN.....	Minéralogie et Cristallogie.
M ^{me} TONNELAT.....	Théories physiques.	MOYSE.....	Physiologie végétale.
DIXMIER.....	Mathématiques (M. P. C.).	NOIROU.....	Évolution des êtres organisés.
SOUCRAY.....	Chimie générale (P. C. B.).	PANNETIER.....	Chimie (P. C. B.).
AIGRAIN.....	Physique (P. C. B.).	POSSOMPES.....	Biologie animale (P. C. B.).
BRUSSET.....	Chimie minérale.	PULLMANN.....	Chimie théorique.
LÉVY (M.).....	Physique théorique.	TEILLAC.....	Physique nucléaire et Radioactivité.
LENORMANT.....	Physiologie.	TONNELAT.....	Biologie physico-chimique.
M ^{me} CHAIX.....	Chimie biologique.	VILLE.....	Économétrie.
M ^{me} HUREL-PY.....	Biologie végétale (P. C. B.).	WILLEMART.....	Chimie (P. C. B.).
PIAUX.....	Chimie (P. C. B.).	DODÉ.....	Chimie.
BRUN.....	Mécanique expérimentale des fluides.	FREYMAN.....	Physique (S. P. C. N.).
LEDERER.....	T Chimie biologique.	GUINOCHET.....	Biologie végétale (Orsay).
M ^{me} DUBREIL.....	T Mathématiques.	ROLLET.....	Chimie (P. C. B.).
M ^{me} LELONG.....	T Mathématiques (E. N. S.).	M ^{me} JOSIEN.....	Chimie (P. C. B.).
BELLAIR.....	T Géologie (S. P. C. N.).	CHEVALLEY.....	T Géométrie algébrique et théorie des groupes.
		DESNUELLE.....	T Chimie biologique.

Secrétaire général..... CH. MONIER

LA REMONTÉE RELATIVISTE DE L'IONISATION DANS LE XÉNON

RÉSUMÉ

L'objet de ce travail est l'étude d'une méthode expérimentale d'identification des particules élémentaires aux très grandes énergies (20 Gev). Les techniques utilisant une séparation de vitesses sur des particules de même moment ont de très grandes difficultés à rester efficaces quand β est voisin de 1 (temps de vol, compteurs Cerenkov). Par contre la remontée de l'ionisation est une fonction de $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$, et semble donc a priori mieux adaptée. La séparation entre les électrons, les mésons légers, les mésons K et les protons sera d'autant plus aisée que la remontée de l'ionisation sera plus rapide et s'étendra à un domaine de vitesse plus étendu; nous nous sommes donc orientés vers les remontées d'ionisation les plus importantes, donc dans les gaz de numéro atomique élevé (xénon).

Notre technique est basée sur l'utilisation d'une chambre de Wilson avec mesure simultanée de l'ionisation par comptage de gouttelettes et mesure de moment par la courbure dans un champ magnétique (6 200 gauss). Les particules utilisées pour établir la courbe d'ionisation sont les mésons μ , et les électrons de gerbes locales du rayonnement cosmique.

Pour réaliser cette expérience nous avons dû pousser certaines techniques comme la photographie des gouttelettes, l'éclairage de la chambre et la thermostatisation. Nous avons dû faire fonctionner la chambre de Wilson en continu pendant plus d'un an et assurer le comptage de plus d'un million de gouttelettes.

Nous avons réalisé quatre expériences avec du xénon comme élément principal pour l'ionisation puisque c'est lui qui apporte le plus d'électrons (~ 90 p. 100). Le résultat essentiel pour chaque expérience est donné par la valeur de

$$\rho = \frac{N}{N_0} = \text{ionisation relative, pour } \beta\gamma = 300.$$

Voici les résultats :

Expérience 1 : xénon (19 cm Hg), alcool (4 cm Hg).

$\rho = 1,69 \pm 0,05$: le résultat montre que la remontée de l'ionisation dans le xénon est importante. Les conditions de photographie de gouttelettes sont difficiles.

Expérience 2 : xénon (15 cm Hg) hydrogène (25 cm Hg), alcool (4 cm Hg).

$\rho = 1,72 \pm 0,05$: la remontée est également importante.

La présence de l'hydrogène ne perturbe pas la remontée de l'ionisation du Xénon. Les conditions de photographie sont bonnes.

Expérience 3 : xénon (15 cm Hg), hélium (25 cm Hg), alcool (4 cm Hg).

$\rho = 1,33 \pm 0,04$: la présence d'hélium, placé dans les mêmes conditions que l'hydrogène de l'expérience (2), perturbe profondément la remontée de l'ionisation du Xénon.

Expérience 4 : xénon (14 cm Hg), hélium (50 cm Hg), alcool (4 cm Hg).

$\rho = 1,25 \pm 0,05$: l'effet perturbateur de l'hélium semble s'accroître avec sa pression partielle.

Il n'existe pas de calculs théoriques exactement adaptés au phénomène que nous avons étudié. En utilisant les théories sur la perte d'énergie totale par collisions, nous avons pu rendre compte des remontées relativistes importantes dans le xénon et dans le mélange xénon-hydrogène. Par contre, dans le cas des mélanges de xénon et d'hélium, les résultats expérimentaux révèlent des remontées deux fois plus faibles que celles qui étaient théoriquement prévues (à 5 écarts quadratiques). Nous avons essayé d'expliquer ces résultats en utilisant des théories plus élaborées comme celles de P. BUDINI qui permettent d'introduire des effets de polarisation.

Enfin, nous avons discuté les possibilités qu'offre la remontée de l'ionisation dans l'identification des particules aux très grandes énergies.



TABLE DES MATIÈRES

	Pages
I. <i>Introduction.</i>	
1. Identification des particules aux très grandes énergies.....	8
2. L'ionisation.....	9
3. La remontée de l'ionisation.....	9
II. <i>Réalisation de l'expérience.</i>	
1. Ensemble du dispositif expérimental.....	10
2. Chambre de Wilson à basse pression.....	11
3. Thermostatisation.....	12
4. Photographie.....	12
5. Déclenchement de la chambre.....	15
III. <i>Mesure de l'ionisation.</i>	
1. Comptage de gouttelettes.....	16
2. Rejet des amas de gouttelettes.....	17
3. Correction de recouvrement.....	17
4. Profondeur et inclinaison en profondeur des traces.....	17
5. Gradient vertical d'ionisation apparente.....	18
6. Correction de courbure.....	18
7. Fluctuation d'ionisation.....	19
8. Erreur de comptage.....	21
9. Erreur totale de mesure d'ionisation.....	21
IV. <i>Mesure du moment.</i>	
1. L'opération de mesure.....	21
2. Analyse des différentes causes d'erreurs.....	22
3. Incidence de l'erreur de moment sur cette expérience.....	23
V. <i>Résultats expérimentaux.</i>	
1. Exploitation des résultats.....	23
2. Les résultats expérimentaux.....	25
3. Discussion sur la précision des résultats.....	30
4. Identification des particules aux très grandes énergies.....	30
VI. <i>Interprétations théoriques des résultats.</i>	
1. Analyse du phénomène élémentaire.....	31
2. Interprétation basée sur la formule de Bloch.....	32
3. Interprétation basée sur l'ionisation secondaire.....	37
4. Interprétation basée sur les théories de Budini.....	38
VII. <i>Conclusions.</i>	41
Remerciements.....	42
Bibliographie.....	42

I. — INTRODUCTION

1. IDENTIFICATION DES PARTICULES AUX TRÈS GRANDES ÉNERGIES

L'étude des interactions aux très grandes énergies est liée au problème de l'identification des particules élémentaires à ces énergies. Ce problème se pose actuellement dans les interactions dont la source est le rayonnement cosmique; il se posera avec plus d'acuité quand les nouveaux accélérateurs de Brookhaven et du C.E.R.N. fourniront des particules de 25 Gev.

L'identification n'est pas aisée car, en général, les méthodes classiques touchent à leurs limites extrêmes de possibilités. Par exemple :

1° *Méthode de temps de vol.*

Actuellement la meilleure séparation est obtenue à Berkeley sur des particules de 700 Mev/c avec des différences de temps de vol de l'ordre de $7 \cdot 10^{-9}$ secondes. Pour séparer les mésons π des protons à 10 Gev/c sur une base de 30 mètres, il faut distinguer des différences de temps de vol de l'ordre de $5 \cdot 10^{-10}$ secondes. L'impulsion d'un compteur Cerenkov est utilisable, mais les fluctuations dues au photomultiplicateur sont encore trop grandes ($2 \cdot 10^{-9}$ secondes).

2° *Méthode du compteur Cerenkov au seuil.*

Il faut construire un compteur ayant un indice très proche de 1 ($n \sim 1,005$); on ne peut plus reculer suffisamment le seuil du compteur pour que le photomultiplicateur reçoive assez de photons.

3° *Méthode du compteur Cerenkov avec mesure de l'angle d'émission des photons.*

Pour un compteur d'indice 1,1, la différence d'angle des directions des photons émis par un π et des photons émis par un proton, est de 0,3 degré environ. Il faut donc que le faisceau de particules soit défini au moins à cette précision là; la diffusion multiple dans la fenêtre de sortie et dans le compteur empêche la conservation de la définition du faisceau, de plus un faisceau bien parallèle doit être très large d'où une très grande perte de particules.

4° *Séparation électromagnétique.*

La séparation par un champ magnétique associé à un champ électrique est réalisable pour des particules de 700 Mev/c avec un appareil de 6 mètres de long. Le même appareil pour 10 Gev/c conduirait à des dimensions énormes.

En fait, les difficultés de ces méthodes dans le domaine des énergies relativistes sont dues à ce que leurs principes reposent sur une séparation linéaire en β . Pour obtenir des méthodes bien adaptées dans la région où $\beta \rightarrow 1$ il faut utiliser des appareils sensibles à $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$. La remontée relativiste de l'ionisation est une fonction de γ ; elle est donc susceptible de fournir une méthode de séparation des particules bien adaptée au domaine des énergies relativistes.

2. L'IONISATION

En traversant la matière, une particule chargée communique de l'énergie aux électrons proches de sa trajectoire. Lorsque cette énergie est suffisamment importante, l'électron est chassé de son orbite : l'électron et l'atome ionisé participent à l'ionisation dite primaire. Lorsque l'électron a suffisamment d'énergie, il peut, à son tour, ioniser le milieu et il contribue ainsi à l'ionisation secondaire. Nous caractériserons l'ionisation totale, somme des ionisations primaire et secondaire par le nombre d'ions $\mathfrak{N}$ par centimètre de trajectoire.

Dans le domaine des vitesses $v = \beta c$ comprises entre 0,01 c et 0,95 c, $\mathfrak{N}$ est une fonction de la vitesse qui à première approximation décroît en $1/\beta^2$. Cette loi est une conséquence directe du fait que l'impulsion élémentaire est d'autant plus forte que la particule reste plus longtemps en contact avec l'électron. La relation qui lie l'ionisation à la vitesse de la particule permet de déterminer la vitesse de la particule en mesurant l'ionisation. Cette mesure peut se faire dans la chambre de Wilson puisque, dans certaines conditions, les ions sont des centres de condensation pour des gouttelettes d'alcool. Si la photographie est telle que l'on peut compter chaque gouttelette, nous pourrions mesurer l'ionisation d'une manière directe et précise.

Pour déterminer la masse de la particule, nous devons associer à la mesure de la vitesse une mesure d'une autre quantité fonction de la masse et de la vitesse; on peut, par exemple, mesurer le moment par la courbure dans un champ magnétique. La mesure associée de l'ionisation et du moment a été réalisée en 1938 par CORSON et BRODE (CB 38; Br 39) et a permis de donner une des premières mesures de la masse du méson μ . Cette méthode a été reprise par FRETTER (FF 55) qui l'a appliquée à la mesure des masses des mésons K (FF 56).

La méthode est limitée aux vitesses de l'ordre de 0,95 c; quand β se rapproche de 1, la vitesse reste pratiquement constante ainsi que l'ionisation.

3. REMONTÉE DE L'IONISATION

Cependant, pour des énergies encore plus grandes ($\beta > 0,98$), l'ionisation varie de nouveau avec la vitesse de la particule; après être passée par un minimum pour $\beta \approx 0,97$, l'ionisation présente une remontée. Cette remontée est une conséquence de l'extension relativiste du rayon d'action de la particule sur des électrons de plus en plus loin de la trajectoire; cette remontée relativiste est lente, elle est proportionnelle à $\log(1 - \beta^2)$.

SEN GUPTA (SG 40) et HAZEN (Ha 45) ont effectué les premières mesures sur la remontée de l'ionisation dans l'air. GHOSCH, JONES et WILSON ont établi d'une manière précise la remontée de l'ionisation dans l'oxygène (GJ 52; GJ 54). De nombreux résultats ont été obtenus en utilisant les diverses techniques de la chambre de Wilson, compteurs proportionnels et chambres d'ionisation (HS 51; CW 52; MC 52; GM 52; FN 53; SH 53; PW 53; KP 53; PR 53; WR 54; EO 55; PM 55; Bu 56; He 48; SK 46; LM 57). Les mesures les plus récentes sont celles de FRETTER (AF 56; K 57; KD 58) qui étudie la remontée de l'ionisation dans différents gaz : hélium, argon, et mélanges argon + hélium, xénon + hélium. Des remontées de l'ordre de 1,6 fois le minimum ont été mises en évidence pour des électrons de 1 Gev.

Cette remontée de l'ionisation n'est pas infinie mais tend vers une valeur limite (plateau de Fermi); cette saturation est due à la polarisation du milieu traversé : quand la particule agit de plus en plus loin de la trajectoire, le volume polarisé par le champ électrique de la particule est de plus en plus grand. Le champ de polarisation augmente, s'oppose à l'augmentation de l'ionisation et arrive à compenser exactement la remontée relativiste. Cet effet de polarisation est proportionnel à la densité du milieu d'où son nom « effet de densité ».

Indiqué en 1938 par SWANN (SW 38), l'effet de densité a été calculé par FERMÍ (F 39; F 40) dans le cas simple et idéal d'un milieu composé d'une même espèce d'oscillateurs. De nombreux travaux théoriques ont été faits pour calculer l'effet de densité pour la perte d'énergie par collisions dans des milieux plus complexes (Wi 40; Wi 41; Wi 43; HH 40; HH 48; S 52; S 53; S 56; Sc 51; Sc 52; SH 52; MR 50; NR 55; Ba 48; Bu 50; Bu 52; Bu 53; Bu 56).

Dans les émulsions nucléaires, le plateau est très rapidement atteint (10 p. 100 de remontée d'ionisation relative) [VP 50; HG 52; SS 54; D 51; Me 52; DD 52; JH 52; Me 53; MW 53; PL 53; Br 53; WS 49; Bo 54]. Il en est de même dans les compteurs solides ou liquides à scintillation pour la remontée relativiste de la perte d'énergie par excitation (Be 52; MS 52; BW 53; HH 52). Par contre, dans les gaz l'effet de densité ne devient sensible qu'après une notable remontée relativiste. Le plateau n'a été atteint que dans le cas de l'hydrogène et l'hélium sous 10 atmosphères (Ba 56) et de l'hélium sous 1 atmosphère (AF 56; Ha 47).

Des théories, dont nous parlerons plus loin, permettent de prévoir que la remontée de l'ionisation sera d'autant plus rapide que le gaz sera composé d'atomes de Z plus élevé. D'autre part, l'effet de densité est d'autant plus faible que les électrons sont plus liés. On peut donc prévoir que nous obtiendrons les remontées relativistes les plus élevées dans les gaz formés d'atomes de Z élevé et sous faible pression. Nous voulons utiliser cette partie remontante de la courbe d'ionisation pour effectuer des mesures de masse comme cela a été fait dans la partie descendante. Ces mesures seront moins précises, mais nous voulons savoir si elles nous permettront d'identifier une particule et de séparer par exemple un électron d'un méson π , un π d'un K , un K d'un proton. La précision sera d'autant plus grande que la pente sera plus forte, et le domaine d'utilisation sera d'autant plus étendu que l'effet de densité ne perturbera pas la remontée de l'ionisation avant les très grandes énergies. Pour ces deux raisons l'utilisation d'un gaz lourd comme le xénon ($Z = 54$) s'impose alors pour nos expériences.

II. — RÉALISATION DE L'EXPÉRIENCE

1. ENSEMBLE DU DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Il se compose essentiellement de :

1° L'électro-aimant avec son alimentation constituée par une génératrice de 50 kW; son circuit d'huile de refroidissement et un échangeur huile-eau. On dispose ainsi d'un champ magnétique de 6 200 gauss uniforme à mieux que 2 p. 100 dans un volume utile de 120 litres (L 52);

2° La chambre de Wilson (dimensions de la zone éclairée : 45 cm $\times$ 25 cm $\times$ 12 cm) et son système de détente;

3° La chambre noire photographique et les circuits de thermostatisation;

4° Les dispositifs d'éclairage de la chambre;

5° Les trois bancs de compteurs, les sélecteurs et les automatismes de la chambre.

L'ensemble de ce dispositif est classique; nous décrirons seulement les problèmes très particuliers de cette expérience et les solutions que nous avons adoptées.

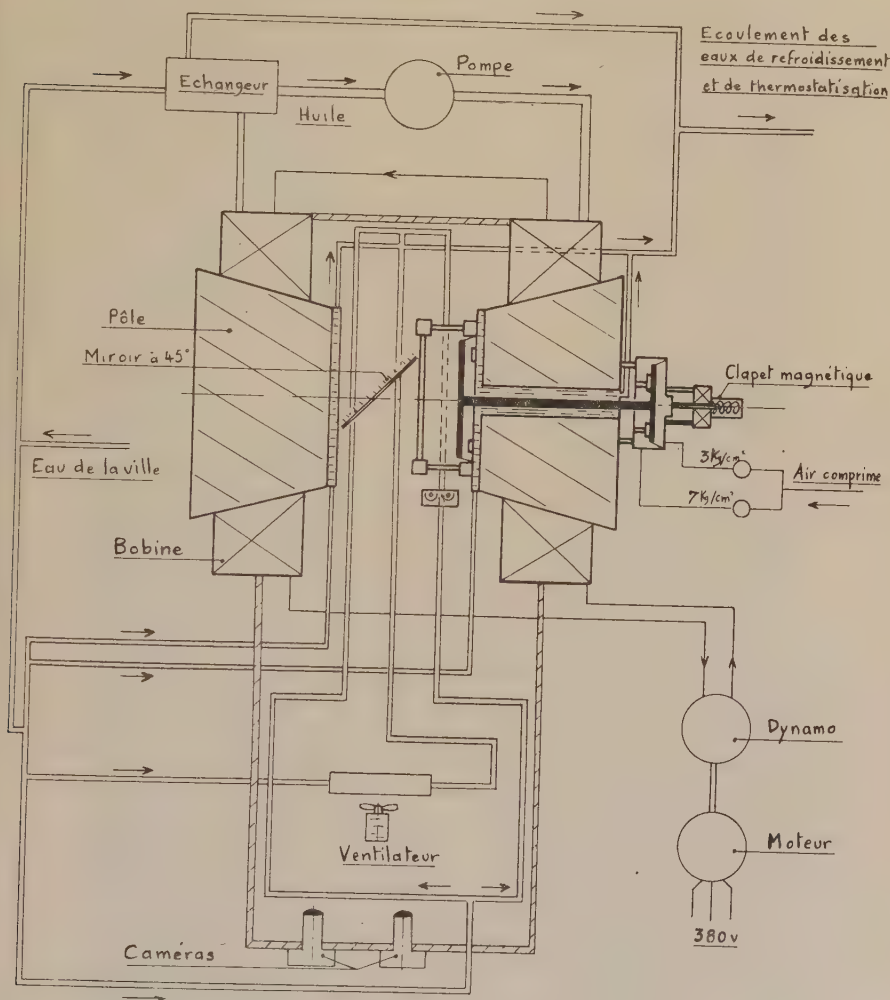


FIG. 1

Schéma général

2. CHAMBRE DE WILSON À BASSE PRESSION

Dans une chambre de Wilson remplie de xénon sous 1 atmosphère, la densité de gouttelettes aurait été de 130 gouttelettes par centimètre au minimum d'ionisation. A cette densité, l'erreur de comptage aurait déjà été supérieure à 20 p. 100 (FF 56) et elle aurait augmenté très rapidement pour des densités plus fortes

Nous avons donc construit une chambre à basse pression; sous 19 cm Hg, la densité de gouttelettes était de 32 g/cm au minimum; cette densité réalise un optimum pour la mesure d'ionisation car, pour des densités plus faibles, les fluctuations statistiques d'ionisation deviennent importantes.

La construction du système de détente est telle que les positions avant et arrière du piston sont déterminées par butées fixes; dans ces conditions le taux de détente de la chambre est très constant. Cette chambre a pu fonctionner sans arrêt et sans aucun réglage pendant de longues périodes qui ont atteint un mois. Cette stabilité était nécessaire car le taux de condensation dépend d'une manière critique du taux de détente; une étude systématique de la variation du minimum d'ionisation dans le temps a montré que cette variation était faible; des corrections n'ont été nécessaires que très rarement.

3. THERMOSTATISATION

Pour obtenir une bonne séparation des gouttelettes d'une trace, on laisse diffuser les ions avant de détendre la chambre; ce retard à la détente est de 30 ms. D'autre part, pour que les gouttes soit suffisamment grosses pour être photographiées, le retard à l'éclairage doit être au moins égal à 150 ms. Des mouvements de l'atmosphère de la chambre pendant ces retards pourraient causer des distorsions des traces. Il importe donc de prendre de grandes précautions pour éviter les mouvements du gaz et, en particulier, il faut maintenir un équilibre de température rigoureux. Les précautions prises ont été les suivantes :

1° Les pièces métalliques qui forment le plancher et le plafond de la chambre sont très épaisses (4 cm) et contribuent ainsi à une stabilité horizontale de température;

2° Nous avons maintenu un gradient de température dans la chambre par chauffage du plafond de la chambre;

3° Un chauffage correctif par résistances électriques indépendantes a été placé aux quatre coins de la chambre;

4° Nous avons disposé quatre circuits de thermostatisation en utilisant l'eau de la ville comme fluide à température constante (18°) :

a. Deux circuits refroidissent deux plaques de cuivre qui isolent la chambre des pôles de l'électro-aimant (30°);

b. Un circuit sous forme de gaine refroidissant la tige d'acier qui commande le piston de la chambre et qui traverse un pôle de l'électro-aimant;

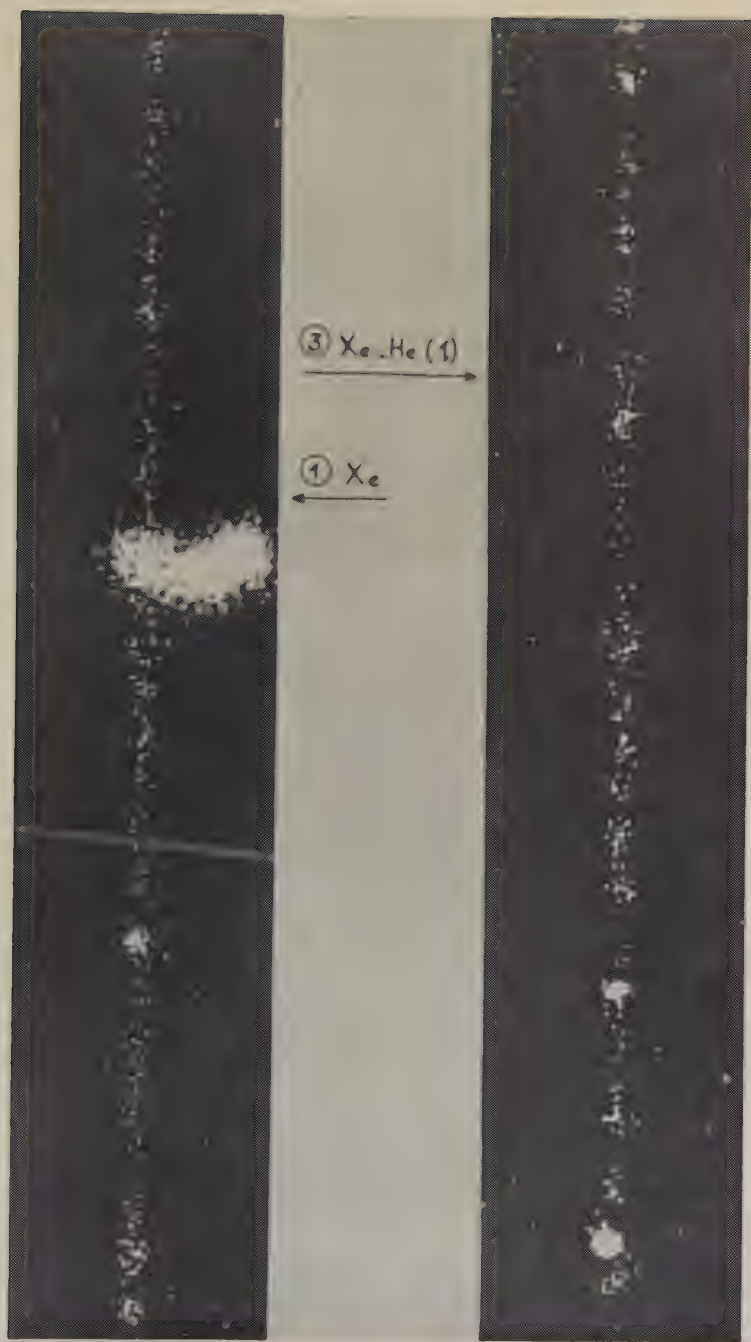
c. Un circuit refroidissant l'ensemble de la chambre noire dont l'air est constamment brassé par ventilation;

5° Nous contrôlons les températures au moyen de six thermocouples placés en divers points de la chambre, et en particulier sur le piston et sur la glace avant.

4. PHOTOGRAPHIE

a. Séparation des images des gouttelettes.

L'image d'une trace sur le film est constituée par une suite de taches noires. Le comptage de gouttelettes demande la séparation la meilleure de ces taches. Si ϕ est le diamètre des taches sur le film et d la largeur moyenne de l'image de



la trace la séparation sera d'autant meilleure que $\frac{\varphi}{d}$ sera petit. Nous allons donc voir dans quelles conditions on peut réaliser $\frac{\varphi}{d}$ minimum.

Deux phénomènes contribuent à donner aux images des gouttes, des diamètres beaucoup plus grands que celui de l'image géométrique (quelques microns).

1° La diffraction donne une contribution φ_d (microns) = o (ouverture numérique de l'objectif).

2° La tache de non mise au point φ_m . La profondeur de la zone éclairée de la chambre étant $2\delta x = 12$ centimètres et la mise au point étant correcte pour le plan médian, la valeur de φ_m pour des gouttes situées à la distance δx du plan médian sera

$$\varphi_m = \frac{\delta x}{oM^2}, \quad M = \text{grandissement de l'objectif} = \frac{\text{dimension de l'objet}}{\text{dimension de l'image sur le film}}.$$

En écrivant $\varphi^2 = \varphi_m^2 + \varphi_d^2$ on aura une bonne estimation du diamètre φ de la tache-image d'une gouttelette sur le film.

D'autre part $d = \frac{d_0}{M} d_0$, d_0 étant la largeur de la trace dans la chambre. Pour augmenter d_0 , il faut augmenter le retard de la détente de la chambre, ce qui a pour effet d'augmenter l'erreur sur la mesure de courbure; on est donc rapidement limité sur ce paramètre.

Nous avons donc

$$\frac{\varphi}{d} = \frac{1}{d_0} \sqrt{(oM)^2 + \frac{\delta x^2}{(oM)^2}}$$

que nous devons rendre minimum; cette quantité n'est fonction que de la seule variable (oM) et sera minimum si $oM = \sqrt{\delta x}$; pour $\delta x = 60\,000 \mu$, $oM = 245$.

Nous aurons $\varphi = o$ sur le plan médian de la zone éclairée et $\varphi = o\sqrt{2}$ sur les bords de la zone éclairée.

b. Problème du contraste.

Soient dS et dS' 2 éléments de surface objet et image constituant le fond de la photographie. B_0 étant la brillance objet et E_0 l'éclairement sur le film on a :

$$E_0 = B_0 \frac{dS}{dS'} \times \frac{\pi}{4} \times \frac{1}{(oM)^2} = \frac{\pi}{4} B_0 \frac{1}{o^2}$$

Soit I l'intensité lumineuse d'une goutte; l'éclairement de la tache de diffraction est alors : $\frac{1}{M^2 o^4}$. Nous pouvons considérer $\frac{E_1}{E_0}$ comme une mesure du contraste :

$$\frac{E_1}{E_0} = \frac{4}{\pi} \frac{I}{B_0 (oM)^2}$$

Les conditions d'un bon contraste seront donc :

1° $\frac{1}{B_0}$ le plus grand possible. I augmente avec les dimensions de l'élément diffusant que constitue la gouttelette, mais le grossissement de la gouttelette est limité par la précision de la mesure de courbure. D'autre part on augmente I en

augmentant la puissance de la source lumineuse, mais il faut éviter d'augmenter en même temps B_0 ; pour cela l'éclairage doit être en lumière très parallèle, en évitant toute diffusion ou réflexion parasite;

2° Mo le plus petit possible. Pratiquement au lieu de prendre $Mo = 245$ nous avons choisi $Mo = 210$.

c. Choix du film.

1° Deux images de gouttelettes se sépareront d'autant plus facilement que leurs contours apparents seront mieux définis, pour cela il faut que chaque image contienne beaucoup de grains de l'émulsion; le rapport $\frac{o}{g}$ (g dimension du grain du film) doit être le plus grand possible.

2° Mais d'autre part nous avons vu que l'éclairement de la tache lumineuse est $E_1 = \frac{1}{(oM)^2} \times \frac{1}{o^2}$, il faut qu'il y ait assez de lumière pour impressionner suffisamment l'émulsion c'est-à-dire disposer d'un éclairage puissant (augmentation de I) on doit aussi choisir o assez petit, et enfin choisir un film assez sensible dont le grain ne sera donc pas très fin. Pour être dans de bonnes conditions d'éclairement de l'image de la gouttelette on doit donc choisir un rapport $\frac{o}{g}$ petit.

Les conditions 1° et 2° sont donc contradictoires. Nous avons déterminé empiriquement un optimum qui tient compte des films disponibles dans le commerce. Nous avons utilisé le film Kodak plus X dont le grain et la sensibilité ont été jugés convenables, le format 24×36 millimètres nous a fixé : $M = 9,5$, et par suite $o = 22$.

d. Choix de l'objectif.

Pour éviter les calculs de correction de projection conique, et surtout pour que l'angle de diffusion de la lumière soit à peu près le même pour toutes les gouttelettes, nous devons placer les objectifs le plus loin possible de la chambre. A la distance de 240 centimètres pour conserver $M = 9,5$, il faut alors choisir un objectif de grande distance focale. Nous avons utilisé des objectifs apochromatiques Boyer de 24 centimètres de distance focale. Nous avons pu choisir des objectifs apochromatiques puisque ces objectifs sont conçus pour de faible ouverture ($o = 22$).

e. Éclairage de la chambre.

Nous avons vu que le parallélisme de la lumière est une condition de bon contraste. D'autre part, les gouttelettes sont très fines; si l'on veut qu'elles diffusent suffisamment de lumière pour impressionner l'émulsion il faut que cet éclairage soit puissant, car nous avons vu que nous étions limités quant à l'ouverture de l'objectif.

Nous avons utilisé deux tubes éclairs à xénon à 800 joules chacun. Le tube éclair est placé sur l'axe d'un miroir cylindrique M (fig. 2). Le parallélisme du faisceau lumineux est obtenu par une double série de lentilles *sphériques* L taillées en carré. Chaque couple de lentilles est séparé du suivant par une plaquette P qui élimine les rayons qui s'écarteraient trop de l'horizontale. Un tel ensemble donne un très bon parallélisme dans le plan vertical et un parallélisme satisfaisant dans le plan horizontal.

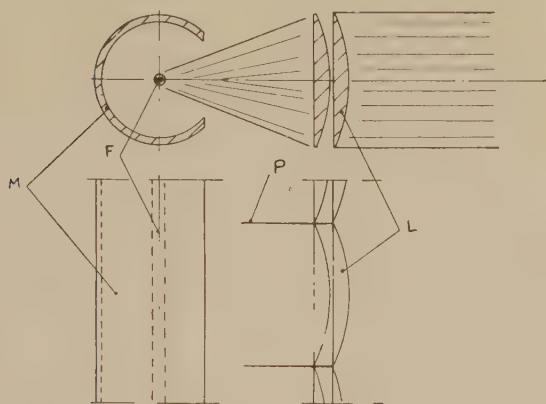


FIG. 2

Montage optique du flash

5. DÉCLENCHEMENT DE LA CHAMBRE (fig. 3)

Le domaine relativiste étudié s'étend au-delà du minimum d'ionisation, c'est-à-dire pour les $\beta\gamma$ supérieurs à 3; on peut utiliser les mésons μ . Un méson μ sera identifié comme particule isolée du rayonnement cosmique après une traversée de 7 centimètres de plomb. Le nombre probable des protons identifiés ainsi comme méson μ est inférieur à 1 p. 100 (Wi 39). L'imprécision de la mesure du moment associée à la forme de leur spectre montre qu'on ne peut plus utiliser les mésons μ au-delà de $\beta\gamma = 80$ (KD 58). On peut utiliser ensuite les électrons que nous identifions dans les gerbes électroniques locales du rayonnement cosmique. On est limité à des $\beta\gamma$ de l'ordre de 2 000 car il est difficile d'obtenir et d'identifier des électrons d'énergie supérieure à 1 Gev.

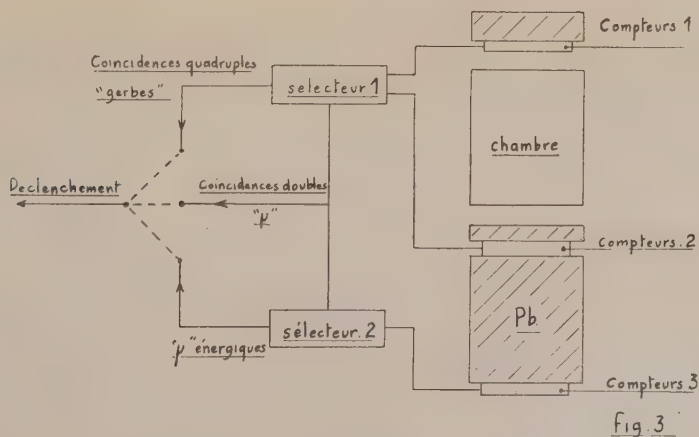


FIG. 3

Dispositif de déclenchement

Pour obtenir une proportion convenable d'électrons et de mésons μ nous avons été amenés à déclencher la chambre suivant ce programme :

— après une détente, 2 minutes consacrées aux détentes lentes et automatismes de la chambre;

— ensuite 6 minutes d'attente supplémentaire pour que la chambre ait le temps de retrouver un équilibre thermique parfait;

— pendant les 15 minutes suivantes la chambre est déclenchée sur les gerbes locales (coïncidences quadruples);

— s'il n'y a pas eu de déclenchement en gerbes, la chambre est déclenchée sur les mésons μ (coïncidences doubles). Le temps d'attente moyen pour un méson μ est très faible (< 1 minute).

Le temps d'attente total pour un méson μ est donc de l'ordre de 22 minutes, tandis que le temps d'attente moyen pour les électrons est plus faible (~ 13 minutes). Ceci pourrait introduire un effet systématique sur la densité des gouttelettes entre les mésons μ et les électrons. Mais il est à noter que :

1° Ces temps sont très longs, comparés aux temps d'attente habituellement utilisés pour les chambres de Wilson. Nous pensons qu'après 10 minutes la chambre est très près de son état d'équilibre;

2° Si cet effet existe il est le même pour toutes les séries d'expériences et donc n'affecte pas l'effet comparatif des séries entre elles;

3° Si cet effet existe il tend à diminuer l'ionisation des électrons comparée à celle des mésons μ . Les mesures de remontées que nous avons faites seraient donc légèrement en défaut.

III. — MESURE DE L'IONISATION

1. COMPTAGE DE GOUTTELETTES

L'angle de stéréoscopie entre les deux caméras est de 10° . Les deux photographies de la trace sont observées simultanément sous un microscope stéréoscopique. Cette technique (mise au point par FRETTER-FF 55) nous permet :

1° L'élimination facile des gouttelettes du fond;

2° Un comptage plus aisé dans les amas de gouttelettes grâce à la vision au relief;

3° Un comptage possible au croisement de deux traces.

Le comptage se fait par cellules élémentaires de 0,5 millimètres sur le film (correspondant à 0,5 centimètre dans la chambre) au moyen d'une graduation transparente qui peut se superposer avec l'une des images de la trace. Le résultat du comptage pour une trace est N , *nombre moyen de gouttelettes par centimètre*.

Nous nous intéressons surtout à l'ionisation relative $I = \frac{N}{N_0}$, N_0 étant le nombre de gouttelettes au minimum d'ionisation. Nous verrons par la suite que dans une telle mesure relative de nombreuses corrections systématiques s'éliminent.

2° REJET DES AMAS DE GOUTTELETTES

Dans le comptage nous rejetons les amas qui contiennent plus de 40 gouttelettes. En effet, dans les amas plus importants le comptage devient très incertain; d'autre part ces amas correspondant à des transferts d'énergie importants, mais rares, ils contribuent pour une part importante aux fluctuations d'ionisation; leur rejet améliore donc la dispersion statistique des résultats.

L'erreur de comptage sur un amas de 40 gouttelettes est assez importante (de l'ordre de ± 5 gouttelettes). Cette erreur peut nous amener à rejeter ou accepter à tort un amas voisin de 40 gouttelettes, et on pourrait penser qu'il pourrait en résulter une erreur importante sur l'ionisation. Il faut remarquer tout d'abord que les amas « douteux » sont peu nombreux, en moyenne un par trace; ils représentent 3 p. 100 de l'ionisation; 3 p. 100 est donc dans une limite supérieure absolue de l'erreur. Des comptages comparatifs entre plusieurs observateurs ont révélé des divergences d'interprétations des mêmes amas qui n'entraînent pas sur la mesure d'ionisation une erreur supérieure à 0,5 p. 100 en écart quadratique.

Remarque. — Dans toute cette étude la valeur d'une erreur sera donnée par son écart quadratique σ .

3. CORRECTION DE RECOUVREMENT

Malgré le comptage en stéréoscopie on peut oublier des gouttelettes placées derrière les autres gouttelettes de la trace. L'erreur qui en résulte est systématique; elle est d'autant plus importante que la trace est plus ionisante; dans nos mesures relatives (par la normalisation au minimum) cette erreur ne s'élimine pas, car elle n'est pas simplement proportionnelle à l'ionisation. Pour apporter les corrections, nous avons utilisé la courbe établie par FRETTER (FF 56) en l'adaptant aux conditions de notre expérience. La correction est presque nulle au minimum d'ionisation ($< 0,5$ p. 100) et reste inférieure à 2 p. 100 pour les ionisations mesurées les plus fortes.

4. PROFONDEUR ET INCLINAISON EN PROFONDEUR DES TRACES

Pour notre étude nous avons pu éviter de faire la reconstitution complète de la trace dans l'espace; en effet, la longueur de trace est mesurée par le nombre de cellules comptées; nous obtenons donc la longueur de la projection de la trace sur le plan médian de la chambre; pour obtenir le nombre de gouttelettes par centimètre effectif de trace il aurait fallu multiplier le résultat par $\frac{1}{\cos \theta} \left(1 + \frac{\delta x}{2/10} \right)$, θ étant l'angle de la trace avec le plan médian et δx la distance moyenne de la trace à ce plan. La valeur maxima de cette correction dans notre chambre aurait été de 3 p. 100; nous n'avons fait qu'une même correction moyenne sur toutes les traces (1 p. 100) en admettant une distribution angulaire isotrope pour les particules au voisinage de la verticale. En effet, dans nos résultats *statistiques* les corrections propres à chaque trace s'éliminent. Cependant, la profondeur et l'inclinaison en profondeur des traces augmentent la dispersion sur nos mesures d'ionisation d'une quantité que nous pouvons calculer dans l'hypothèse d'isotropie (1 p. 100).

5. GRADIENT VERTICAL D'IONISATION APPARENTE

Le gradient vertical de température dans la chambre modifie le taux de condensation; ce taux est plus faible dans la région la plus chaude de la chambre, c'est-à-dire en haut. D'autre part le manque relatif de lumière en bas et en haut de la chambre semble avoir aussi une influence sur le comptage et contribue ainsi à la courbe de gradient vertical d'ionisation apparente. Cette courbe a été déterminée par le comptage de 46 mésons μ en tronçonnant chaque trace en 5 sections. Elle montre une légère diminution de l'ionisation dans le bas de la chambre et une diminution plus importante dans le haut (fig. 6).

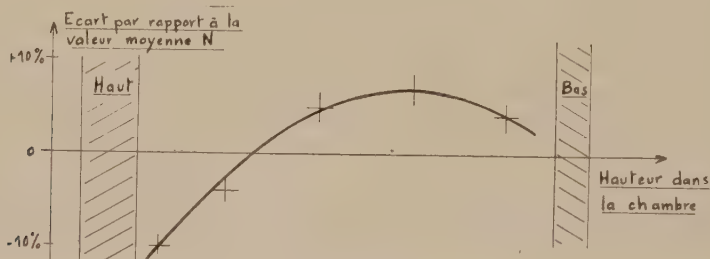


Fig. 6

Courbe de gradient vertical d'ionisation apparente

Toutes les traces ont été comptées de la même manière à partir de 5 centimètres du haut de la chambre et jusqu'à 3 centimètres du bas; dans nos mesures *relatives* le gradient n'introduit aucune erreur systématique.

Cependant, le gradient introduit une dispersion supplémentaire dans la dispersion des cellules de comptage autour de leur valeur moyenne pour la trace complète (III, 7°); cette correction de la fluctuation d'ionisation peut se calculer à partir de la courbe de gradient (9,3 % pour une cellule) et sa valeur sera utilisée plus loin (III, 7°).

6. CORRECTION DE COURBURE

La graduation de comptage est placée parallèlement à la direction moyenne de la trace, les cellules étant déterminées par des traits équidistants perpendiculaires à cette direction moyenne. Pour une trace courbée la longueur de trace comptée dans une cellule élémentaire est plus longue aux extrémités qu'au centre. Pour obtenir le nombre de gouttelettes par centimètre effectif de trace on a tenu compte de cette correction pour chaque trace.

REMARQUE. — Les considérations des paragraphes 4 et 5 s'appliquent à des traces traversant complètement la chambre dans la zone éclairée. Elles ne sont pas exactes pour les traces d'électrons de faible énergie (130 Mev) très fortement courbées dans le champ magnétique. Deux corrections systématiques apparaissent :

a. Correction d'inclinaison en profondeur.

Les électrons ne traversent pas complètement la chambre, donc en moyenne ils s'écartent plus de la verticale que les traces complètes. Pour ces dernières la

correction moyenne de profondeur était 1 p. 100, elle devient de l'ordre de 4 p. 100 pour ces électrons; la correction systématique statistique est donc de 3 p. 100.

b. Correction de gradient.

Les traces courtes de ces électrons sont moins souvent comptées en haut et en bas de la chambre que les mésons μ . Comme dans ces deux régions l'ionisation apparente est plus faible, il apparaît une erreur systématique que nous pouvons évaluer à l'aide de la courbe de gradient à 1,5 p. 100 en moyenne.

Ces deux corrections ont été apportées *a posteriori* et d'une manière statistique sur les points expérimentaux auxquels ont contribué ces électrons.

7. FLUCTUATION D'IONISATION

a. Estimation théorique de la fluctuation d'ionisation.

La répartition au hasard des atomes du milieu traversé impose à la mesure une dispersion statistique. On peut considérer que chaque collision primaire est indépendante, mais un électron primaire, s'il a suffisamment d'énergie, donne plusieurs ions secondaires qui ne peuvent plus être considérés comme indépendants. D'autre part les ions négatifs ne sont pas indépendants des ions positifs. A partir de ces deux remarques on peut calculer la fluctuation pour une trace (FF 56)

$$\sigma_{th} = \sqrt{\frac{(1 + \nu)(1 + \nu)}{A}}$$

A. Nombre de gouttelettes comptées pour une trace complète ($A \simeq 1200$).

θ taux de condensation sur les ions négatifs (le taux de condensation sur les ions positifs étant supposé égal à 1). Des mesures sur des traces dédoublées par le champ électrique montrent que θ peut être pris égal en moyenne à 0,4;

ν nombre moyen d'ions secondaires produits par un ion primaire. Nous avons pu déterminer ν par des comptages de gouttelettes sur des traces « post expansion » qui nous permettent de déterminer l'ionisation primaire. Nous avons obtenu $\nu \simeq 1,5$.

Dans ces conditions on doit s'attendre à une fluctuation de l'ionisation de l'ordre de 5,4 p. 100.

b. Mesure de la fluctuation d'ionisation.

Nous avons étudié directement la fluctuation de l'ionisation à partir de la dispersion des nombres de gouttelettes N_i obtenus dans chaque cellule élémentaire de comptage par rapport à la valeur moyenne sur la trace N . La figure 4 montre la probabilité (unité arbitraire) d'un nombre de gouttelettes N_i en fonction de N_i (résultat d'une statistique portant sur 37 mésons μ); la courbe présente une forme de cloche avec une dissymétrie très nette montrant l'importance des transferts d'énergie élevés; si nous n'avions pas fait de coupure pour les amas supérieurs à 40 gouttelettes la queue de la distribution aurait été plus importante. Nous avons calculé la variance de la distribution ($\sigma_c = 61$ p. 100), cette variance représente la dispersion pour une cellule. En considérant chaque cellule comme indépendante on peut en déduire la dispersion pour la trace complète ($\sigma_1 = 7,3$ p. 100).

Ce résultat est critiquable; en effet la longueur de la cellule (0,5 centimètre) n'est pas grande par rapport à la largeur de la trace (0,2 centimètre). Les cellules

ne sont donc pas totalement indépendantes car des ions secondaires ayant pour origine le même choc primaire peuvent se répartir sur deux cellules adjacentes. Nous avons groupé les cellules élémentaires quatre par quatre (fig. 5), nous avons donc obtenu des cellules de 2 centimètres de longueur; dans ce cas

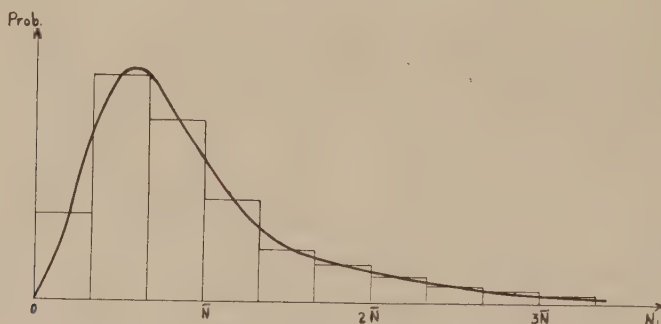


FIG. 4

Dispersion sur une cellule élémentaire

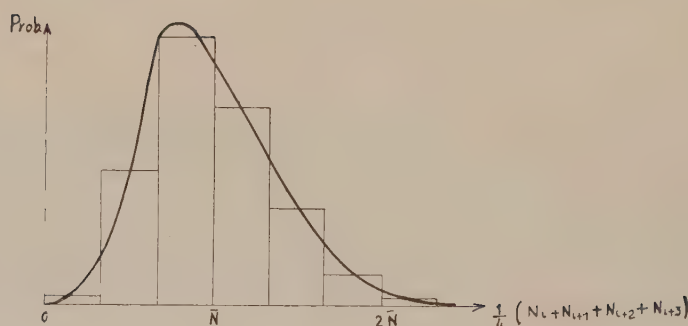


FIG. 5

Dispersion sur une cellule quadruple

l'indépendance a été mieux réalisée et nous avons effectivement obtenu, pour les mêmes 37 traces une dispersion plus importante $\sigma_2 = 9,4$ p. 100. Cette dispersion n'est pas uniquement due aux fluctuations d'ionisation; il s'y ajoute une dispersion due au gradient vertical d'ionisation apparente, que nous avons précédemment évaluée : 9,3 p. 100 pour une cellule, et donc pour la trace complète :

$\sigma_{G1} = 1,1$ p. 100 dans le cas des cellules élémentaires.

$\sigma_{G2} = 2,2$ p. 100 dans le cas des cellules quadruples.

En éliminant la contribution du gradient (σ_{Gi}) sur la dispersion des cellules de comptage par rapport à la valeur moyenne pour la trace ($\sigma = \sigma_1$ ou σ_2) nous pouvons calculer la fluctuation propre au phénomène élémentaire d'ionisation (σ_1).

$\sigma_{11} = 7,0$ p. 100 dans le cas des cellules élémentaires.

$\sigma_{12} = 9,0$ p. 100 dans le cas des cellules quadruples.

La différence $\sigma_{12} - \sigma_{11} = -2,0 \pm 0,3$ p. 100 est significative et $\sigma_{12} = 9,0$ p. 100 nous semble être une meilleure estimation de la fluctuation d'ionisation. Cette valeur est sensiblement plus grande que celle que nous avons théoriquement calculée précédemment (5,4 p. 100).

8. ERREURS DE COMPTAGE

L'erreur propre à l'opération de comptage est difficile à déterminer car la fluctuation d'ionisation est la cause principale de la dispersion sur N, et il faut donc tester la mesure en éliminant cette fluctuation.

Une première estimation peut se faire par les comptages comparatifs d'une même trace par plusieurs observateurs. Après avoir constaté qu'aucun biais systématique significatif n'existe entre les observateurs, on peut calculer la moyenne quadratique des différences des résultats et on en déduit la dispersion statistique de mesure d'un observateur. Sur 41 comptages doubles nous avons trouvé $\sigma_{M1} = 3,7$ p. 100.

Une deuxième estimation nous est donnée par les différences entre 2 comptages effectués par le même observateur, sur la même trace, séparés dans le temps par une durée assez longue. Nous avons obtenu $\sigma_{M2} = 2$ p. 100.

Ces deux estimations sont en fait inexactes car l'aspect particulier d'une trace peut induire chez tous les observateurs les mêmes erreurs de comptage. Toutefois étant donnée la qualité des photos nous croyons pouvoir affirmer que l'erreur de comptage y compris l'erreur d'interprétation des amas, ne doit pas être supérieure à 5 p. 100. Nous adopterons donc $\sigma_M = 5$ p. 100.

9. ERREUR TOTALE DE MESURE D'IONISATION

La composition des erreurs que nous venons d'étudier nous permet d'estimer l'erreur σ_N à laquelle nous devons nous attendre dans la mesure de N.

9 p. 100 pour la fluctuation statistique d'ionisation.

1 p. 100 pour la profondeur et l'inclinaison en profondeur.

5 p. 100 pour l'erreur de comptage.

$$\sigma_N = 10,3 \text{ p. 100}$$

Nous verrons au chapitre V que nous pouvons estimer σ_N en étudiant la dispersion des points expérimentaux autour de leur valeur moyenne (dispersion externe); le résultat est $\sigma = 12,5$ p. 100; cette valeur supérieure à σ_N tient compte des fluctuations du niveau du minimum d'une photographie à l'autre. En effet des comptages de traces appartenant à une même photographie ont donné pour dispersion 9,4 p. 100 (V, 3) en accord avec σ_N .

En conclusion, l'erreur *totale* sur l'ionisation doit être prise égale à 12,5 p. 100.

IV. — MESURE DU MOMENT

1. L'OPÉRATION DE MESURE

Pour la mesure des courbures deux méthodes ont été adoptées.

a. En général, au microscope, par application de la méthode des moindres carrés sur une vingtaine de pointés par trace.

b. Pour les rayons de courbure plus faibles que 5 mètres on a souvent utilisé des calibres et mesuré la courbure par projection.

De la mesure du rayon de courbure R on déduit le moment de la particule par la formule $p = mvc = \frac{300 HR}{\cos \theta}$. Nous n'avons pas mesuré θ sur chaque trace (III, 4) mais nous avons fait une correction statistique en augmentant tous les moments de 1 p. 100. Il en résulte aussi une dispersion statistique de 0,9 p. 100 sur les moments, dispersion qui est toujours petite par rapport à l'erreur de mesure.

2. ANALYSE DES DIFFÉRENTES CAUSES D'ERREURS

a. Le champ magnétique est de 6 200 gauss; le champ magnétique étant uniforme à mieux que 2 p. 100, l'erreur qui en résulte sur le moment est inférieure à 0,5 p. 100, donc négligeable.

b. Diffusion multiple de la particule.

La chambre de Wilson est remplie d'un gaz lourd; la flèche parasite de diffusion multiple introduit dans la mesure du moment une erreur relative de 1,6 p. 100.

c. Erreurs de pointés.

Pour permettre le comptage des gouttelettes on a laissé diffuser les ions, et les pointés se font sur des traces larges; on peut essayer d'estimer l'erreur qui peut en résulter.

1° L'observateur pointe le centre de gravité de 150 gouttelettes environ. Par des tests de fidélité du pointé on peut apprécier la précision de son pointé à environ 0,04 millimètre.

2° Par une mesure de la largeur moyenne de la trace ($\Delta = 1,85$ millimètres) on peut calculer la diffusion moyenne quadratique des ions : 0,56 millimètre (R 52, page 120).

Un pointé est effectué sur le centre de gravité de 150 gouttelettes dont la dispersion est $\frac{0,56}{\sqrt{150}} = 0,04$ millimètre.

3° On peut atteindre directement l'erreur totale sur le pointé de la trace en étudiant les différences secondes sur tous les pointés successifs d'une trace. Nous avons obtenu la dispersion 0,09 millimètre. Cette dispersion est plus grande que la composition des erreurs a et b qui donne 0,06 millimètre. Nous pensons que la différence est due à ce que l'observateur n'a pas toujours pointé sur le centre de gravité exact de la trace, et aussi à ce que le centre de gravité de la trace ne coïncide pas exactement avec l'endroit précis où est passée la particule (« δ rays »). En résumé l'erreur qui résulte de la largeur des traces peut donc être évaluée à 0,09 millimètre sur le pointé individuel, ce qui correspond à 0,045 millimètre sur la flèche, et donc correspond à un rayon de courbure parasite de 500 mètres.

d. Distorsions.

La distorsion des traces ne peut être évaluée *a priori* mais peut être testée expérimentalement; pour cela nous mesurons les courbures parasites de traces de mésons μ ayant traversé la chambre en l'absence de champ magnétique. Les mesures de ces courbures nous donnent une estimation de l'erreur totale sur la mesure de courbure.

Ces mésons μ ont été pris au hasard, avec des temps d'attente variable. Pour éliminer les mésons lents, nous imposons pour le déclenchement de la chambre une coïncidence triple entre les deux bancs de compteurs qui encadrent la chambre et un troisième disposé sous 45 centimètres de plomb. Le moment minimum des mésons μ est alors 600 Mev et la flèche parasite due à la diffusion multiple reste inférieure à 0,1 millimètre.

Les mesures de flèches parasites sur 26 traces ont donné une moyenne algébrique de 0,05 millimètre. La moyenne quadratique est de 0,21 millimètre; on peut en déduire que l'erreur de distorsion est l'erreur principale dans la mesure du moment.

A la flèche de 0,21 millimètre correspond une courbure parasite de 100 mètres, et donc un moment de 18 Gev.

Ce résultat montre qu'il n'y a pas incompatibilité d'une mesure d'ionisation précise et d'une mesure associée de moment d'une précision du même ordre que celle que l'on peut obtenir dans une chambre de Wilson à traces fines et à retard à l'éclairage plus court (FF 55).

En conclusion, nous voyons que c'est la distorsion des traces et non pas leur largeur, qui limite la précision de la mesure du moment de la particule.

3. INCIDENCE DE L'ERREUR DE MOMENT SUR CETTE EXPÉRIENCE

Notre but est de préciser une courbe d'ionisation dont la pente $\frac{d\left(\frac{N}{N_0}\right)}{d(\log \beta\gamma)}$ est très faible dans le domaine relativiste. Or on a vu que l'on devait s'attendre à des erreurs sur l'ionisation de l'ordre de 10 p. 100. L'erreur sur le moment donnera une indétermination sur la courbe, du même ordre que l'erreur sur l'ionisation, quand elle atteindra la valeur :

$$10 \text{ p. } 100 \times 2,3 \frac{N}{N_0} \times \frac{d(\log [\beta\gamma])}{d\left(\frac{N}{N_0}\right)} \simeq 60 \text{ p. } 100$$

pour les remontées relativistes les plus fortes. Cette valeur ne serait atteinte que pour des mésons μ d'énergie > 11 Gev et ne le sera jamais puisque nous avons fait une coupure pour les mésons μ d'énergie supérieure à 8 Gev. L'erreur sur le moment a pour valeur moyenne 4 p. 100 pour les électrons et 6 p. 100 pour les mésons. Les dispersions correspondantes sur l'ionisation seraient de l'ordre de 1 p. 100 pour les fortes remontées relativistes.

En conclusion nous pouvons dire, que pour notre expérience, l'erreur sur le moment a une incidence sur la détermination des courbes d'ionisation, toujours plus faible et le plus souvent négligeable par rapport à l'erreur sur l'ionisation.

V. — RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

1. EXPLOITATION DES RÉSULTATS

Pour chacune des quatre expériences les données expérimentales se résument à environ 200 couples de valeurs (N, x) .

N , nombre de gouttelettes par centimètre.

$$x = \frac{p}{m} = \beta \gamma = \frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

Le but de notre travail est de préciser la courbe $\frac{N}{N_0} = f(x)$.

(N_0 = nombre de gouttelettes au minimum d'ionisation) dans un domaine limité entre $x = 3$ (minimum) = et $x = 2\,000$.

Les diverses théories s'accordent pour prévoir pour cette courbe une remontée linéaire en $\lambda \log x$, λ étant la pente de la remontée de l'ionisation dépendant de la nature du gaz emplissant la chambre. D'autre part avant le minimum, la décroissance de l'ionisation est en $\frac{1}{\beta^2}$. Pour adapter nos résultats à une courbe qui les représente correctement, nous avons choisi l'expression mathématique « a priori » (fig. 7)

$$N = \alpha \frac{x^2 + 1}{x^2} \log kx$$

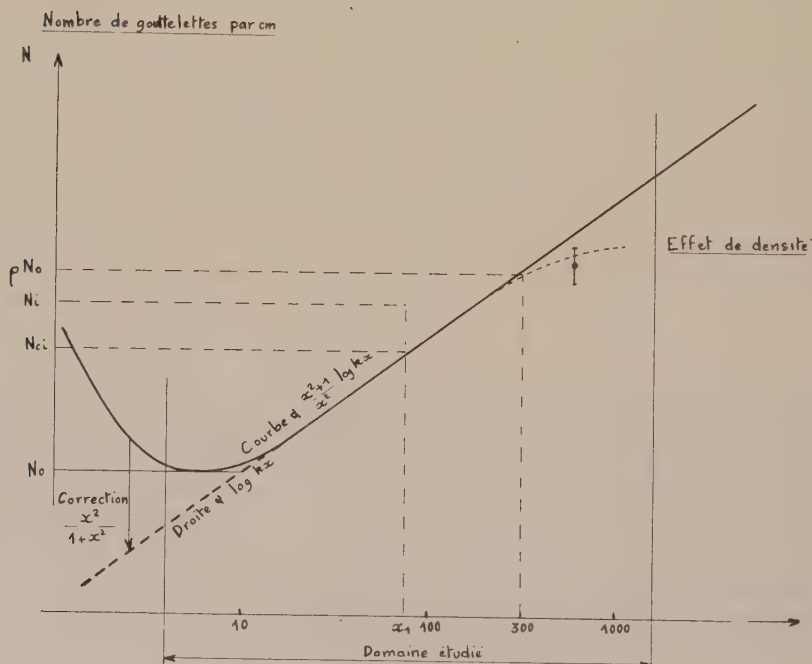


FIG. 7

Cette expression ne contient que deux paramètres α et k , elle présente bien un minimum, une décroissance en $\frac{1}{x^2} \sim \frac{1}{\beta^2}$ avant ce minimum et une remontée linéaire en $\log x$ après; elle ne représente pas l'effet de densité; mais cet effet ne doit intervenir d'une manière appréciable que pour $x > 500$.

On commencera donc par utiliser cette formule en se limitant à $x < 500$ avec la méthode suivante :

a. On transforme les couples (N, x) en nouveaux couples (N', x) avec

$$N' = N \frac{x^2}{1 + x^2}.$$

Cette transformation amène la courbe

$$N = \alpha \frac{x^3 + 1}{x^2} \log kx$$

sur la droite $N = \alpha (\log x) + \alpha \log k$.

b. On applique la méthode des moindres carrés aux couples (N', x) pour déterminer deux paramètres de la droite α et k .

c. On calcule enfin les paramètres physiques intéressants N_0 et $\lambda = \frac{\alpha}{N_0}$.

On peut ensuite voir de quelle manière les mesures pour $x > 500$ s'écartent de la droite $N = \alpha \log kx$ et juger si les résultats expérimentaux rendent compte d'un effet de densité significatif.

Pour comparer les différentes courbes entre elles nous avons choisi un paramètre plus éloquent que λ . Nous avons adopté $\rho = \frac{N}{N_0}$ pour $x = 300$. En effet on voit que ce paramètre ρ tient compte de l'ensemble de tous les résultats expérimentaux et que l'effet de densité pour cette valeur de x est suffisamment faible pour que son indétermination ne joue pas sur ρ .

2. LES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Quatre expériences ont été faites avec différentes compositions du gaz emplissant la chambre.

Expérience (1) xénon pur.

Expérience (2) xénon et hydrogène.

Expérience (3) xénon et hélium (I).

Expérience (4) xénon et hélium (II).

Remarquons cependant que le fonctionnement de la chambre de Wilson nous impose la présence d'alcool dans chacun de ces mélanges.

Dans les quatre pages suivantes nous allons donner les conditions expérimentales particulières à chacune de ces expériences et leurs résultats.

Pour chaque mélange nous avons calculé les proportions d'ions issus de chacun des constituants; ce calcul est approximatif car il ne tient pas compte de la complexité des ions secondaires; il n'a été fait que pour montrer que dans ces quatre expériences nous devons nous attendre à mesurer essentiellement l'ionisation du xénon.

La courbe en trait continu figure la courbe expérimentale la mieux adaptée de la forme $\frac{N}{N_0} = \frac{\alpha}{N_0} \frac{x^3 + 1}{x^2} \log kx$. Pour toutes les expériences les points au-delà de $x = 500$ sont en moyenne au-dessous de cette courbe; nous avons donc prolongé cette courbe rectiligne dans cette région, par une partie légèrement courbée pour indiquer l'effet de densité; nous donnons pour chaque expérience les écarts de

ces points par rapport à la courbe $\frac{N}{N_0} = \frac{\alpha}{N_0} \frac{x^2 + 1}{x^2} \log kx$ pour pouvoir juger dans quelle mesure l'effet de densité est ou n'est pas significatif.

Pour chaque expérience nous avons déterminé la dispersion moyenne quadratique σ pour une trace par rapport à la courbe expérimentale

$$\sigma^2 = \frac{1}{n-2} \sum_i \left(\frac{N_i - N_{ci}}{N_{ci}} \right)^2 \quad (\text{dispersion externe})$$

N_i étant le nombre de gouttelettes par centimètre pour la $i^{\text{ème}}$ trace.

N_{ci} étant le nombre de gouttelettes par centimètre pris sur la courbe expérimentale pour $x = x_i$.

n étant le nombre total de traces comptées dans l'expérience.

Expérience (I) xénon

COMPOSITION DU MÉLANGE	PRESSIIONS PARTIELLES	P. 100 IONS
Xénon.....	19 cm Hg	90 p. 100
Alcool.....	4 cm Hg	10 p. 100

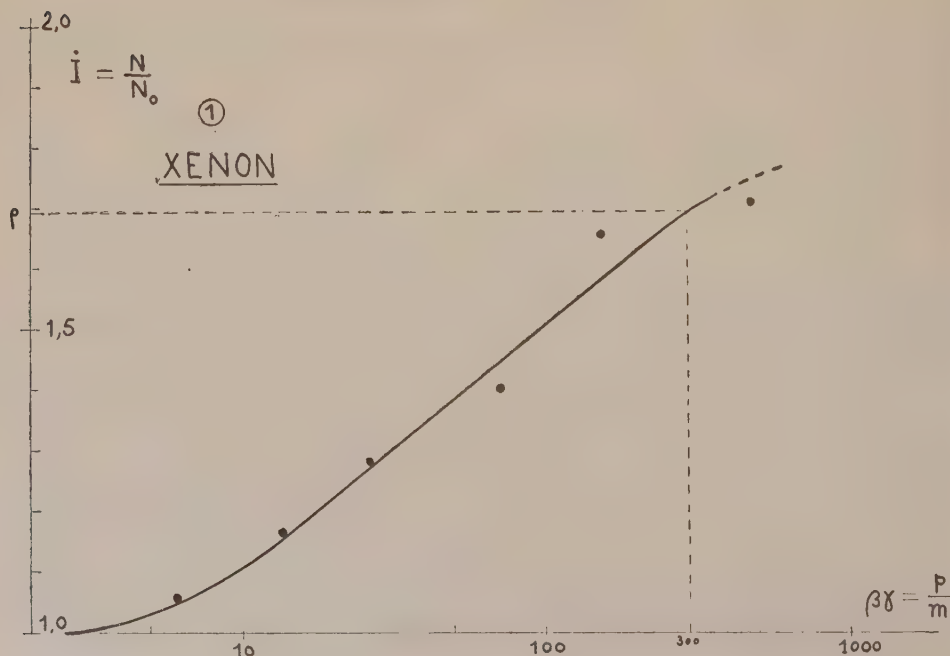
194 traces étudiées; 250 000 gouttelettes comptées.

$N_0 = 32,3$ g/cm.

$\sigma = 12,2$ p. 100.

$\rho = 1,69 + 0,05$: importante remontée relativiste.

Effet de densité peu significatif (1 écart quadratique).



La réalisation de cette expérience a posé une difficulté assez importante : le xénon n'est pas bon conducteur de la chaleur, les gouttelettes grossissent lentement; pour qu'elles diffusent suffisamment de lumière nous avons dû admettre un retard à l'éclairage plus long (200 ms environ); de plus nous avons dû ouvrir les objectifs à $\phi = 16$ et par suite diminuer la profondeur de la zone éclairée à 8 centimètres.

Le résultat intéressant de cette expérience est de montrer que dans un gaz lourd comme le xénon, la remontée relative est effectivement importante. Malheureusement les conditions de photographie sont très difficiles et c'est pourquoi nous avons fait l'expérience suivante.

Expérience (2) xénon-hydrogène

COMPOSITION DU MÉLANGE	PRESSIIONS PARTIELLES	P. 100 IONS
Xénon	15 cm Hg	84 p. 100
Hydrogène.....	25 cm Hg	6 p. 100
Alcool	4 cm Hg	10 p. 100

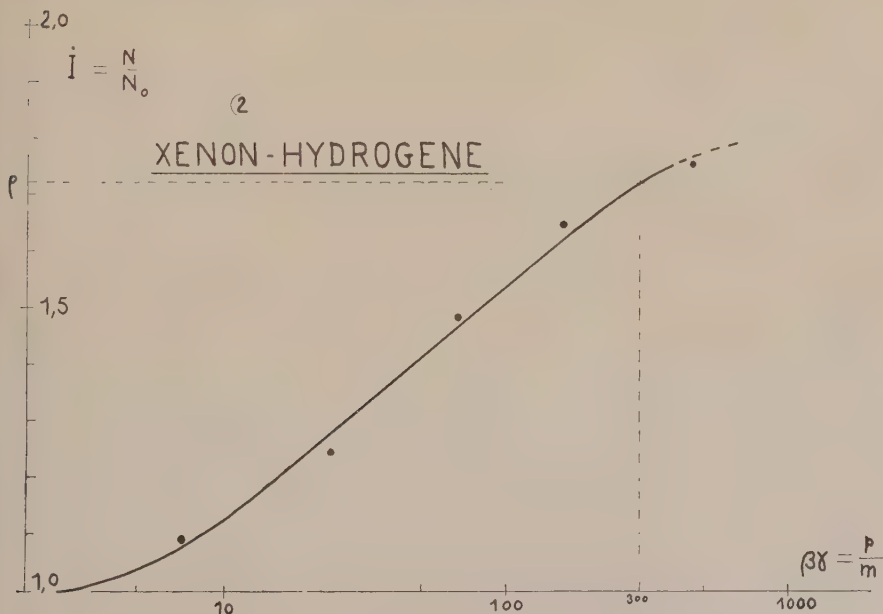
201 traces étudiées : 250 000 gouttelettes comptées.

$N_0 = 27,8$ g/cm.

$\sigma = 12,5$ p. 100.

$\rho = 1,72 \pm 0,05$: importante remontée relativiste.

Effet de densité significatif (2 écarts quadratiques).



Malgré sa proportion élevée dans le mélange, l'hydrogène n'apporte que très peu d'électrons et donc ne contribue que faiblement à l'ionisation. L'hydrogène étant biatomique ($\gamma = 1,4$) le taux de détente de la chambre doit être plus élevé

que pour un gaz rare pur; c'est une difficulté supplémentaire pour le fonctionnement de la chambre, mais le problème de la photographie est grandement facilité; en effet l'hydrogène est bon conducteur et le grossissement des gouttelettes est suffisamment rapide pour que le retard à l'éclairage puisse être ramené à 150 ms et l'ouverture des objectifs à $\sigma = 22$.

Le résultat intéressant est que l'hydrogène ne gêne pas la remontée relativiste de l'ionisation du xénon et apporte deux éléments qui favorisent l'expérimentation

1° Amélioration des conditions de photographie.

2° Possibilité de fonctionner avec une chambre de Wilson à la pression atmosphérique en augmentant la proportion d'hydrogène.

Pour diminuer le taux de détente nous avons effectué l'expérience suivante dans laquelle l'hélium remplace l'hydrogène.

Expérience (3) xénon-hélium (I)

COMPOSITION DU MÉLANGE	PRESSIONS PARTIELLES	P. 100 IONS
Xénon.....	15 cm Hg	84 p. 100
Hélium.....	25 cm Hg	6 p. 100
Alcool.....	4 cm Hg	10 p. 100

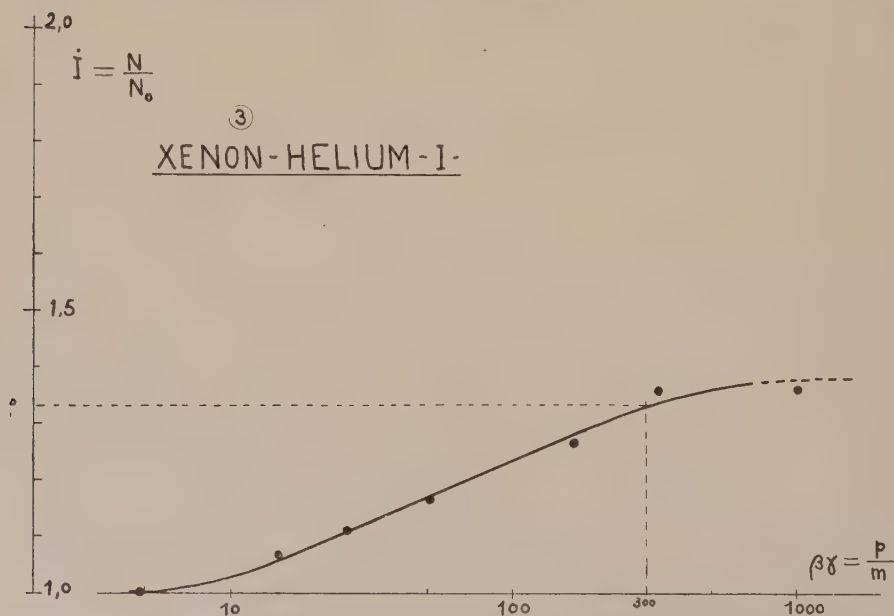
280 traces étudiées; 340 000 gouttelettes comptées.

$N_0 = 30,8$ g/cm.

$\sigma = 13,9$ p. 100.

$\rho = 1,33 + 0,04$: remontée relativiste faible.

Effet de densité significatif (2,5 écarts quadratiques).



Les conditions de fonctionnement de la chambre et de photographie des gouttelettes ont été effectivement excellentes.

On voit que dans ce mélange 1 atome d'hélium remplace exactement 1 molécule d'hydrogène de l'expérience précédente. Un électron appartenant à un atome d'hélium étant peu différent d'un électron appartenant à une molécule d'hydrogène, on aurait pu penser que la remontée relativiste serait du même ordre que celle de l'expérience précédente; nous avons constaté qu'elle est beaucoup plus faible (LM 57). Une expérience analogue (KD 58), pour des pressions de xénon et d'hélium plus faibles, a donné un résultat intermédiaire entre ce dernier résultat et le résultat de l'expérience (1) au xénon pur. Il nous a semblé que l'effet de l'hélium était fonction du nombre absolu d'atomes d'hélium par centimètre cube, c'est-à-dire de sa pression partielle, plutôt que de sa proportion dans le mélange; cette remarque nous a amené à faire l'expérience suivante.

Expérience (4) xénon-hélium (II)

COMPOSITION DU MÉLANGE	PRESSIONS PARTIELLES	P. 100 IONS
Xénon	14 cm Hg	78 p. 100
Hélium	50 cm Hg	12 p. 100
Alcool	4 cm Hg	6 p. 100

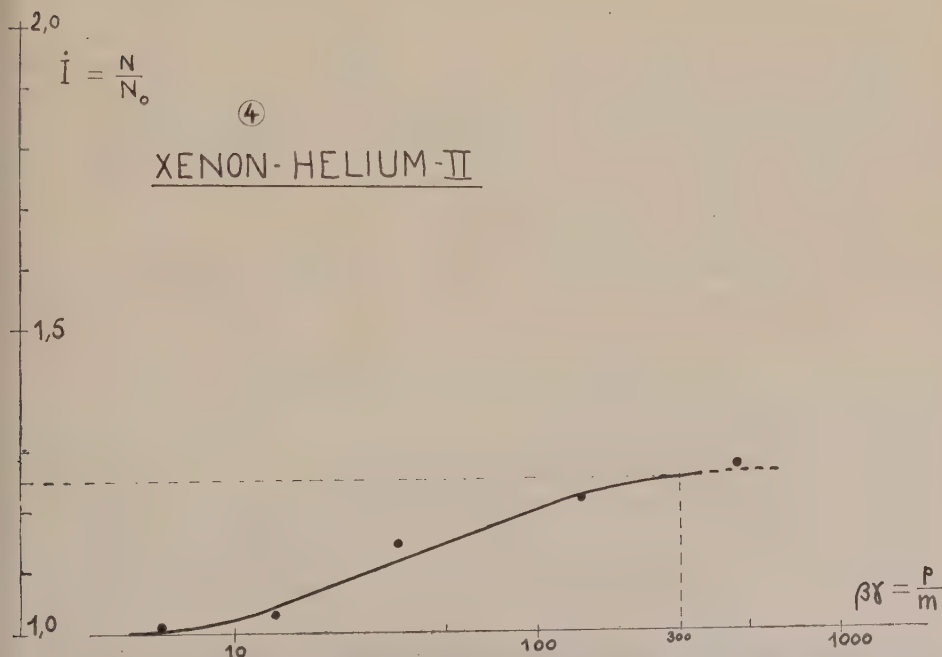
190 traces étudiées : 240 000 gouttelettes comptées.

$N_0 = 32,0$ g/cm.

$\sigma = 11,5$ p. 100.

$\rho = 1,25 \pm 0,05$: remontée relativiste faible.

Effet de densité significatif : (3 écarts quadratiques).



La remontée relativiste est effectivement plus faible que dans l'expérience précédente, mais la différence n'est peut-être pas significative.

3. DISCUSSION SUR LA PRÉCISION DES RÉSULTATS

L'erreur directe sur la mesure du nombre N de gouttelettes par centimètre a été évaluée à 10,3 p. 100 dans le chapitre III; l'erreur sur le moment est petite par rapport à celle d'ionisation quant à la détermination de la courbe d'ionisation. On doit donc s'attendre à une dispersion des points autour de la courbe expérimentale de l'ordre de 10,5 p. 100 en ionisation. On voit que les dispersions σ sont supérieures à cette valeur ($\bar{\sigma} = 12,5$ p. 100).

Nous pouvons penser que certaines causes d'erreurs nous ont échappé; en particulier on peut se demander s'il n'existe pas des fluctuations dans le taux de détente de la chambre, dans le taux de condensation, ou toute autre fluctuation qui empêche une détente de Wilson d'être exactement comme celle qui l'a précédée. Nous avons un moyen simple d'évaluer ces fluctuations : nous avons étudié les dispersions d'ionisation sur des traces d'électrons appartenant à une même gerbe électronique, après avoir apporté une correction due au moment propre de chaque électron. Une statistique sur 109 traces donne une fluctuation moyenne de 9,4 p. 100. Cette dispersion est compatible avec le 10,5 p. 100 précédent, semblant même indiquer que nous avons peut-être surestimé l'erreur propre à l'opération de mesure d'ionisation (5 p. 100). Il semble donc bien qu'il existe une cause d'erreur qui fait varier le minimum d'une photo à l'autre d'une manière non négligeable (~ 8 p. 100) mais incohérente, tandis que la variation systématique au cours du temps reste faible.

4. IDENTIFICATION DES PARTICULES AUX TRÈS GRANDES ÉNERGIES

Nous avons donc à notre disposition une courbe d'ionisation avec une forte remontée relativiste et nous connaissons les erreurs auxquelles nous devons nous attendre dans les mesures. Nous pouvons alors répondre à la question posée dans l'introduction : à l'aide de la courbe d'ionisation, d'une mesure de moment et d'une mesure d'ionisation sur une particule, peut-on obtenir une évaluation de la masse qui permette d'identifier cette particule?

La mesure d'ionisation relative I donne, à l'aide de la courbe d'ionisation, une valeur de $\frac{p}{m}$. La mesure de p donne ensuite m . Le calcul approximatif de l'erreur supposée faible est simple.

$$m = \frac{p}{\left(\frac{p}{m}\right)} \frac{dm}{m} = \sqrt{\left(\frac{dp}{p}\right)^2 + \left[\frac{m}{p} d\left(\frac{p}{m}\right)\right]^2}$$

Dans les conditions de notre expérience

$$\text{pour } p \sim 10 \text{ Gev} \quad \frac{dp}{p} \sim 50 \text{ p. 100}$$

$$\frac{m}{p} d\left(\frac{p}{m}\right) = 2,3 d(\log \beta\gamma) = 2,3 \frac{I}{\lambda} \left(\frac{dI}{I}\right) \sim 70 \text{ p. 100}$$

d'où

$$\frac{dm}{m} \sim 85 \text{ p. 100.}$$

Ce résultat est une limite inférieure car le calcul précédent n'est valable que pour des erreurs petites; d'autre part ces erreurs ne sont pas gaussiennes. Mais ce résultat nous suffit pour nous rendre compte qu'il est impossible d'identifier avec certitude une particule isolée dans les conditions de notre expérience. Parmi les secondaires de réactions nucléaires à grandes énergies, on ne peut pas séparer les mésons K des protons; on peut seulement espérer séparer statistiquement les mésons π des protons quand les proportions seront du même ordre de grandeur.

Pour réaliser la séparation des π , des K et des protons dans de meilleures conditions on peut aussi perfectionner cette technique en vue de réduire les erreurs.

1^o Réduction des fluctuations d'ionisation. On peut soit utiliser une chambre de Wilson plus longue, soit augmenter la pression de xénon dans la chambre pour augmenter le nombre de gouttelettes et faire ensuite des mesures d'ionisation photoélectriques. La mesure photoélectrique aurait de plus l'avantage de diminuer la durée de la mesure qui est longue dans le cas d'un comptage de gouttelettes.

2^o Amélioration de la mesure de moment. On peut envisager un champ magnétique plus important, et une chambre plus longue.

3^o Élimination de la fluctuation du niveau du minimum d'une photo à l'autre. Pour cela il faut pouvoir disposer sur la même photo de plusieurs traces identifiées (électrons, par exemple) qui permettent de déterminer le minimum d'ionisation.

VI. — INTERPRÉTATIONS THÉORIQUES DES RÉSULTATS

Le but de ce chapitre est double :

1^o Voir dans quelle mesure nous pouvons prévoir les valeurs des remontées relativistes étudiées expérimentalement.

2^o Essayer de comprendre la propriété curieuse de l'effet écran de l'hélium sur la remontée de l'ionisation dans le xénon.

Nous verrons qu'il n'existe pas de théorie exactement adaptée au phénomène étudié; aussi devons-nous essayer d'adapter des théories voisines avec beaucoup de prudence.

1. ANALYSE DU PHÉNOMÈNE ÉLÉMENTAIRE

Nous devons analyser soigneusement le phénomène élémentaire car il est complexe : nous avons mesuré *l'ionisation totale*, nous avons donc compté des ions d'origines différentes :

1^o Des ions primaires, créés dans une interaction directe de la particule incidente avec un atome.

2^o Des ions secondaires, tertiaires, etc., créés dans les interactions secondaires, tertiaires, etc., des ions primaires suffisamment énergiques.

3^o Lorsqu'un électron primaire a été arraché dans une couche profonde de l'atome, il y a émission de photons à la suite de la reconversion interne de l'atome. Ces photons peuvent donner lieu à des effets photoélectriques, soit dans l'atome lui-même (électrons d'Auger), soit dans un atome voisin, et contribuent ainsi à l'ionisation.

D'autre part nous avons éliminé les amas de plus de 40 gouttelettes. Nous avons donc fait une coupure dans l'ionisation pour les transferts d'énergie supérieurs à une certaine valeur η . La théorie que nous utiliserons devra introduire cette

quantité η . En fait nous n'avons pas mesuré exactement l'ionisation totale, mais plutôt *l'ionisation spécifique probable* (R 52, p. 45).

2. INTERPRÉTATION BASÉE SUR LA FORMULE DE BLOCH

a. L'hypothèse d'application de la formule de Bloch.

On voit que le phénomène élémentaire n'est pas simple et il n'existe pas de théorie exactement adaptée. Nous allons toutefois essayer de l'interpréter à l'aide des théories sur la *perte d'énergie* des particules rapides due à leurs interactions électromagnétiques avec la matière, ou perte d'énergie par collisions. Cette perte d'énergie comprend la perte d'énergie par ionisation et la perte d'énergie par excitation dans laquelle les atomes et les molécules atteignent des états excités sans aller jusqu'à l'ionisation.

On a vérifié expérimentalement que le nombre d'ions créés par une particule incidente est proportionnel à la perte d'énergie par collisions. Cette vérification a été faite aux faibles énergies — entre 5 et 9 Mev pour des particules α — (G 25; G 44; J 48; J 49; J 50; J 54; J 50; WB 56); elle a aussi été faite sur les protons de 340 Mev par BAKKER et SEGRÉ (BS 51); nous allons admettre que la loi est aussi vérifiée dans le domaine des très grandes énergies et dans le cas où l'on utilise la perte d'énergie restreinte aux transferts d'énergie inférieurs à η ; nous écrirons :

$$N = \frac{1}{V} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{< \eta}$$

N étant le nombre de gouttelettes par centimètre de trajectoire; $\left(\frac{dE}{dx} \right)_{< \eta}$ étant la perte d'énergie par centimètre par collisions pour des transferts d'énergie élémentaires inférieurs à la valeur η .

V est le coefficient de proportionnalité : $V = \frac{1 + \theta}{W}$.

W étant la perte d'énergie moyenne de la particule pour créer une paire d'ions.

θ est le taux de condensation sur les ions négatifs; le taux de condensation sur les ions positifs étant supposé égal à 1.

Sur les 40 centimètres de longueur de trajectoire la particule a effectué un très grand nombre de transferts d'énergie élémentaires qui sont utilisés de diverses manières :

- 1° Pour arracher l'électron primaire de son orbite.
- 2° Pour lui communiquer de l'énergie cinétique dont une partie se retrouvera dans l'ionisation secondaire.
- 3° Pour exciter des atomes ou des molécules, ce qui correspond à des transferts d'énergie inférieurs au potentiel d'ionisation.

Lorsque nous voyons une paire d'ions on peut dire qu'en moyenne la particule a perdu l'énergie W , supérieure à l'énergie de liaison qui est l'énergie strictement nécessaire pour faire apparaître cette paire d'ions. Mais de l'énergie a aussi été perdue dans des transferts d'énergie que nous ne détectons pas dans cette expérience. Il existe un certain équilibre entre l'énergie perdue par excitation et l'énergie perdue par ionisation. Notre seule hypothèse est de supposer que cet équilibre et donc W ne dépendent pas de l'énergie de la particule incidente dans le domaine des vitesses relativistes.

b. *La formule de Bloch.*

L'expression $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{<\eta}$ a été établie théoriquement d'une manière classique par N. BOHR (B 13; B 15), puis d'une manière quantique par BETHE, BLOCH, MOLLER (B 30; B 32; B 33; B1 32; B1 33; Mo 32; W 33; LB 37). Ces théories nous donnent une expression relativement simple, la formule de Bloch, que nous utiliserons sous la forme (R 52, p. 23).

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{<\eta} = \frac{2\pi n e^4}{m_e c^2 \beta^2} \left[\text{Log} \frac{2m_e c^2 \beta^2 \eta}{(1 - \beta^2) I_0} - \beta^2 \right]$$

n est le nombre d'électrons par centimètre cube.

I_0 est le potentiel moyen d'ionisation.

On peut voir sur cette formule que $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{<\eta}$ décroît en $\frac{1}{\beta^2}$ aux faibles énergies, puis passe par un minimum $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{<\eta}^{\text{mini}}$ et remonte ensuite comme $\text{Log} \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$,

dans le domaine relativiste. Si l'on étudie le rapport $\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{<\eta}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{<\eta}^{\text{mini}}}$ on voit que la pente

de la remontée relativiste de ce rapport est fonction du seul paramètre $\frac{\eta}{I_0}$ et qu'elle est d'autant plus forte que ce paramètre est plus petit.

Pour comprendre la signification physique de la formule de Bloch et pouvoir la discuter, nous allons rappeler une démonstration classique :

Le transfert d'énergie de la particule sur un électron situé à la distance b de la trajectoire est égal à $E' = 2m_e c^2 \frac{r_e^2}{\beta^2 b^2}$; ce résultat reste vrai quand la vitesse de la particule devient relativiste. On obtient la perte d'énergie à laquelle ont contribué les électrons d'un même type i en intégrant sur tous les électrons de ce type se trouvant entre deux cylindres de rayons $b_{\text{min.}}$ et $b_{\text{max.}}$; $b_{\text{min.}}$ est déterminé en écrivant que $E' = \eta$ pour $b = b_{\text{min.}}$; $b_{\text{max.}}$ est déterminé par la condition d'adiabaticité : lorsque la durée de la perturbation créée par le champ électrique de la particule incidente est plus grande que la période de l'électron sur son orbite, l'électron n'absorbe pas l'énergie du champ. La durée de la perturbation étant de l'ordre de $\frac{2b}{\beta c \sqrt{1 - \beta^2}}$ on a

$$b_{\text{max.}} = \frac{\beta c}{2\nu_i \sqrt{1 - \beta^2}}$$

ν_i étant la fréquence propre de l'électron.

Si l'on remplace $b_{\text{min.}}$ et $b_{\text{max.}}$ par leurs valeurs, et si l'on somme sur tous les types d'électrons présents dans le milieu traversé on obtient

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{<\eta} = \frac{2\pi e^4}{m_e c^2 \beta^2} \sum_i n_i \text{Log} \frac{2m_e c^2 \beta^2 \eta}{(1 - \beta^2) (h\nu_i)^2}$$

En posant

$$\text{Log } I_0 = \frac{1}{\sum_i n_i} \sum_i n_i \log (h\nu_i)$$

on retrouve bien une formule analogue à celle de Bloch au terme $-\beta^2$ près.

Ce raisonnement rapide montre que la remontée relativiste de la perte d'énergie par collisions est due à la contraction relativiste du « temps de collision » qui permet de rendre « efficaces » des transferts d'énergie de plus en plus loin de la trajectoire.

La formule de Bloch peut s'écrire :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{<\eta} = \frac{2\pi e^4}{m_e c^2 \beta^3} \left[\sum n_i \text{Log} \frac{2m_e c^2 \eta}{(h\nu_i)^2} + \sum n_i \left(\text{Log} \frac{\beta^2}{1-\beta^2} - \beta^2 \right) \right]$$

dans laquelle on a isolé le terme relativiste.

On voit sur le premier terme que ce sont les électrons les moins liés qui contribuent le plus à l'ionisation puisque ce terme augmente quand $h\nu_i$ diminue.

On voit ensuite sur le second terme que la contribution à la valeur absolue de la remontée relativiste est la même quelle que soit la liaison atomique de l'électron ;

par contre pour la perte d'énergie relative $\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{<\eta}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{mini}}}$ on a vu que la pente est

d'autant plus forte que $\frac{\eta}{I_0}$ est plus faible, c'est-à-dire que I_0 est plus grand. La remontée doit être plus forte dans les gaz d'éléments lourds, et c'est ce qui a conditionné le choix du xénon pour notre expérience.

c. Utilisation de la formule de Bloch.

L'application de la théorie précédente à nos expériences se ramène donc à la détermination du paramètre $\frac{\eta}{I_0}$ pour chaque expérience. Pour le calcul de

$\eta = \frac{40 W}{1 + \theta}$ nous pouvons utiliser les valeurs de W déterminées par JESSE et SADAUSKIS (JS 55) en tenant compte que dans toutes nos expériences le gaz de la chambre est un mélange; nous prendrons donc :

$W = 22$ ev pour le xénon.

$W = 30$ ev pour tous les autres constituants (au lieu de 36 ev pour H_2 ; 39 pour O_2 ; 31 pour He; ces valeurs n'étant valables que pour ces différents gaz à l'état pur).

Les incertitudes sur W et θ entraînent sur η une erreur de l'ordre de 15 p. 100; nous pouvons donc adopter la même valeur $\eta = 700$ ef pour les quatre expériences.

Pour le calcul de I_0 nous utiliserons les valeurs données par STERNHEIMER (S 56) à la suite des expériences de SACHS et RICHARDSON (SRSI; SR 53) et les calculs de CALDWELL (C 55).

$$I_0 = \begin{array}{l} 19 \text{ ev pour } H_2 \\ 44 \text{ ev pour He} \\ 78 \text{ ev pour C} \\ 90 \text{ ev pour } O_2 \\ 755 \text{ ev pour Xe} \end{array}$$

D'où les valeurs de I_0 pour chaque mélange et des valeurs de $\frac{\eta}{I_0}$ pour chaque expérience; les valeurs théoriques de ρ s'en déduisent alors. Nous avons apporté de légères corrections pour l'effet de densité calculé en suivant la méthode de calcul de STERNHEIMER (S 52; S 53; S 56).

Admettons pour les valeurs de I_0 une erreur de l'ordre de 7 p. 100. L'erreur sur $\frac{\eta}{I_0^2}$ est alors de l'ordre de 20 p. 100; malgré une erreur importante sur ce facteur, on voit que l'erreur qui en résulte sur le calcul de ρ est faible (~ 2 p. 100).

EXPÉRIENCES	I_0 ev	EFFET DE DENSITÉ	ρ CALCULÉ	ρ EXPÉR.
Xe	590	— 0,01	$1,80 \pm 0,03$	$1,69 \pm 0,05$
Xe + H ₂	475	— 0,03	$1,74 \pm 0,03$	$1,72 \pm 0,05$
He + He (I)	485	— 0,025	$1,75 \pm 0,03$	$1,33 \pm 0,04$
He + He (II)	400	— 0,04	$1,69 \pm 0,03$	$1,20 \pm 0,05$

Nous voyons immédiatement que les deux premiers résultats expérimentaux sont à peu près en accord avec les valeurs théoriques, mais que par contre les deux expériences Xe + He ne sont pas en accord. Nous allons donc examiner d'une manière critique les valeurs de I_0 et η que nous avons utilisées.

Critique de la valeur de I_0 .

Considérons les énergies de liaison $h\nu_i$ des électrons des différentes couches électroniques du xénon : 34 500 ev; 5 050 ev; 830 ev; 170 ev; 64 ev; et 12 ev. On peut voir que les électrons liés à 34 500 ev, 5 050 ev, et 830 ev, ne contribuent que très peu au phénomène que nous avons observé; en effet :

1° Il est probable que lorsqu'un tel électron est arraché de l'atome, il reçoit une énergie cinétique comparable à son énergie de liaison, de telle sorte que son ionisation secondaire produira un amas important qui sera éliminé au comptage.

2° La conversion interne de l'atome produira des photons qui ont de grandes chances de produire localement des effets photoélectriques, donc un amas important qui sera éliminé au comptage.

De plus nous n'avons pas le droit d'utiliser la formule de Bloch lorsque η est du même ordre que $h\nu_i$ (approximation de Born).

Pour donner au potentiel d'ionisation du xénon une valeur mieux adaptée à notre phénomène, nous allons supposer que les électrons K et L n'interviennent pas; nous obtenons alors $I_0 = 400$ ev (au lieu de 755 ev).

Critique de la valeur de η .

Nous pouvons calculer η d'une autre manière : on peut écrire $\eta = 40$ V et calculer V par approximations successives en écrivant que pour le minimum on a par mesure absolue de l'ionisation :

$$N_0 = \frac{1}{V} \frac{2\pi n e^4}{m_e c^2 \beta_0^2} \left[\text{Log} \frac{2m_e c^2 \beta_0^2 (40 \text{ V})}{(1 - \beta_0^2) I_0^2} - \beta_0^2 \right]$$

Cette méthode nous conduit à des valeurs de η de l'ordre de 1 300 ev au lieu de 700 ev. Ces valeurs nous semblent inexactes car :

1° Bien que nous supposons V à peu près constant dans le domaine relativiste (10^8 ev), sa valeur n'est probablement pas la même pour les électrons de faible énergie qui donnent naissance aux amas de 40 gouttelettes (10^3 ev).

2° La valeur de $n = \sum n_i$ est très difficile à déterminer puisque nous ne savons pas dans quelle mesure on doit tenir compte des électrons des couches profondes. L'élimination des électrons K et L qui nous a permis de calculer I_0 , est une hypothèse trop grossière pour calculer V .

Nous pensons donc que la meilleure valeur est celle que nous avons calculée en utilisant les données de Jesse et Sadauskis soit $\eta = 700$ ev.

A l'aide de la nouvelle valeur du potentiel d'ionisation du xénon et en conservant la même valeur pour η nous pouvons refaire les calculs de ρ .

EXPÉRIENCES	I_0	EFFET DE DENSITÉ	ρ CALCULÉ	ρ EXPÉR.
Xe	320 ev	— 0,01	1,69	$1,69 \pm 0,05$
Xe + H ₂	260 ev	— 0,03	1,65	$1,72 \pm 0,05$
Xe + He (I)	270 ev	— 0,025	1,66	$1,33 \pm 0,04$
Xe + He (II)	220 ev	— 0,04	1,60	$1,25 \pm 0,05$

Nous allons discuter ces derniers résultats.

d. Comparaison des résultats théoriques et des résultats expérimentaux :

L'hypothèse de la proportionalité de la perte d'énergie totale à l'ionisation nous a permis d'utiliser la formule de Bloch. Cette formule prévoit :

1° Une forte remontée de l'ionisation dans le xénon et notre résultat expérimental est en accord avec cette prévision.

2° Une remontée presque aussi forte dans le mélange xénon-hydrogène et notre résultat expérimental est aussi en accord.

3° Une remontée du même ordre pour les mélanges xénon-hélium. Nos résultats expérimentaux donnent des remontées 2 fois plus faibles à plus de 5 écarts quadratiques des valeurs théoriques. Ces derniers résultats sont surprenants; mais l'utilisation de la théorie que nous avons faite n'est peut-être pas justifiée dans le cas de certains mélanges. L'hydrogène ne perturbe pas l'ionisation du xénon, tandis que l'hélium la perturbe; l'hélium possède donc une propriété spécifique particulière que l'hydrogène n'a pas. Dans ce phénomène les atomes d'hélium et de xénon ne sont pas indépendants, tandis qu'il semble bien que les molécules d'hydrogène peuvent être considérées comme indépendantes des atomes de xénon.

Nous pouvons rassembler nos résultats sur le graphique suivant : ρ fonction de la pression partielle d'hélium p ; nous avons tracé en trait plein la courbe théorique utilisant la formule de Bloch; les points expérimentaux s'écartent de cette courbe et semble se placer sur une courbe différente (fig. 8).

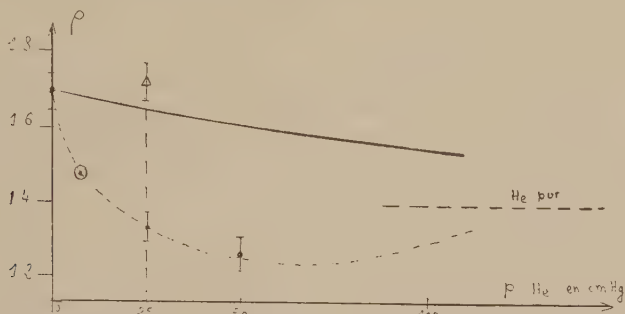


FIG. 8

Pour $p = 6,8$ cm Hg $\odot$ et pour l'hélium pur nous avons utilisé les résultats de Fretter (KD 58) Nous avons aussi ajouté sur ce graphique le point de l'expérience xénon + hydrogène $\triangle$.

Deux hypothèses de la théorie précédente peuvent être mises en doute :

1° La proportionnalité du nombre d'ions à la perte d'énergie n'a été vérifiée qu'aux vitesses non relativistes, la complexité du problème aux vitesses relativistes permet de douter de cette hypothèse dans ce domaine.

2° Dans le calcul de la perte d'énergie on a considéré les atomes comme étant indépendants; nous avons sommé sur les pertes d'énergie partielles relatives à chaque type d'électrons supposés indépendants, et répartis uniformément dans le milieu traversé. Cette indépendance n'est plus justifiée quand interviennent des effets de polarisation.

Nous allons essayer de développer ces deux possibilités d'explication.

3. INTERPRÉTATION BASÉE SUR L'IONISATION SECONDAIRE

W perte d'énergie moyenne par paire d'ions, est un coefficient de proportionnalité dont la constance est très difficile à justifier théoriquement (FU 46). Il dépend essentiellement du rapport de l'énergie perdue par la particule dans le processus d'excitation et de l'énergie perdue par ionisation. Ce rapport peut ne pas rester constant pour les énergies relativistes. Ainsi, les nouveaux ions-électrons primaires créés à l'occasion de la remontée relativiste ont été produits à des distances de la trajectoire de plus en plus grandes quand l'énergie de la particule augmente; ils ont donc en moyenne des énergies cinétiques faibles et le spectre des électrons primaires s'enrichit surtout en électrons peu énergiques. Or le potentiel d'ionisation le plus faible pour le xénon est de 12 ev tandis qu'il est de 24,6 ev pour l'hélium qui possède des raies d'absorption intenses vers 20 ev. Les électrons primaires peu énergiques ont alors une probabilité assez grande, dans le cas du mélange Xe-He, de perdre leur énergie en excitant des atomes d'hélium par collisions au lieu de la perdre en ionisant des atomes de xénon.

Cette explication nous semble assez fragile. En effet des états excités de l'hélium sont métastables et de tels atomes sont capables de perdre leur énergie d'excitation par collisions sur les atomes de xénon qu'ils ionisent (JS 55; W 57).

Les considérations précédentes s'appliquent à l'ionisation secondaire, les considérations suivantes vont s'appliquer au phénomène primaire.

4. INTERPRÉTATION BASÉE SUR LES THÉORIES DE BUDINI

Pour voir dans quelle mesure l'ionisation peut ne pas être une propriété purement additive dans le cas d'un mélange, il est particulièrement intéressant d'utiliser les théories de BUDINI (Bu 50; Bu 52; Bu 53; Bu 56). L'interprétation de l'ionisation peut se résumer ainsi :

1° Supposons que la particule se déplace dans le vide. En un point M à la distance b de la trajectoire le champ électrique transversal peut être décomposé en série de Fourier; on en déduit un spectre des photons virtuels qui arrivent en M (méthode de WEIZÄCKER et WILLIAMS). Comme la particule est dans le vide elle ne perd pas d'énergie et ces photons ne sont pas réellement émis, ils sont donc virtuels. Soit donc $\frac{S(b, \omega)}{\hbar\omega}$ le nombre de photons dont les fréquences sont comprises entre ω et $\omega + d\omega$.

2° Si nous plaçons en M un atome de xénon cet atome est susceptible d'absorber par effet photoélectrique l'un de ces photons. Soit $\sigma(\omega)$ la section efficace pour ce processus; nous pouvons calculer la perte d'énergie de la particule par ionisation en calculant l'intégrale :

$$\frac{dE}{dx} = \int S(b, \omega) \sigma(\omega) d\omega \pi n b db$$

(On intègre la perte d'énergie élémentaire $\hbar\omega$ sur toutes les fréquences et tous les atomes présents dans le milieu traversé.) Ce calcul donne alors une formule analogue à celle de Bloch.

3° $\frac{S(b, \omega)}{\hbar\omega}$ représente le spectre des photons virtuels dans le vide. La particule se déplaçant dans un milieu polarisable nous devons tenir compte des effets de polarisation et ce spectre devient alors

$$\frac{1}{[\varepsilon(\omega)]^2} \times \frac{S(b, \omega, \varepsilon)}{\hbar\omega} d\omega.$$

$\varepsilon(\omega)$ étant la constante diélectrique du milieu pour la fréquence ω . BUDINI utilise cette formule pour calculer l'effet de densité.

Considérons les sections efficaces photoélectriques du xénon (elles n'ont pas encore été expérimentalement déterminées dans le domaine qui nous intéresse); elles doivent avoir l'allure classique de la figure 9. Les photons responsables de l'ionisation des 6 électrons 5p ont des énergies supérieures à 12 ev. Leurs fréquences sont évidemment supérieures aux fréquences correspondant aux raies d'absorption du xénon. Donc pour les fréquences capables d'ioniser l'atome du xénon, cet atome ne peut se polariser qu'en oscillations forcées. L'effet de densité dans un milieu composé d'un seul élément ne peut devenir important que lorsque le nombre d'atomes polarisés est très grand, c'est-à-dire lorsque $b_{\max.}$ devient dans les gaz de l'ordre de 10^{-1} centimètre, donc il n'intervient qu'aux très grandes énergies.

Par contre dans le mélange xénon-hélium, l'hélium possède justement ses raies d'absorption de 20 ev à 25 ev dans le domaine des fréquences correspondant aux photons qui ionisent le xénon. Pour une fréquence de raie d'absorption, la constante diélectrique prend une valeur très grande et fait donc disparaître dans le spectre, les photons correspondant à cette fréquence. Au lieu d'avoir une oscillation forcée, nous avons ici une polarisation de résonance, donc un effet important qui peut être sensible pour les transferts d'énergie à courtes distances (10^{-4} centimètre) et qui peut intervenir dès le début de la remontée relativiste. On peut comprendre

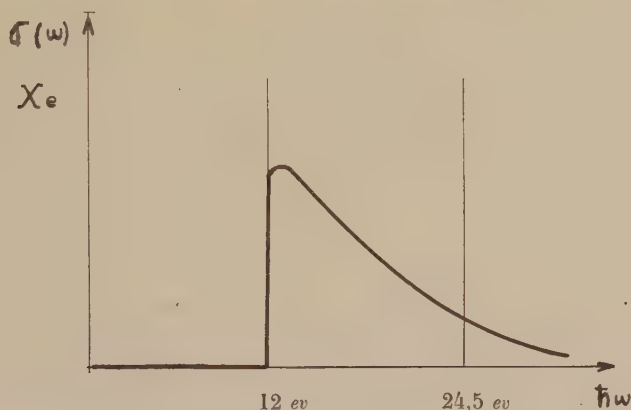


FIG. 9

ainsi que par effet de polarisation l'hélium empêche les 6 électrons $5p$ du xénon de participer à la remontée relativiste. Cela peut expliquer une grande partie de nos résultats expérimentaux, car ces 6 électrons ont une part très importante dans l'ionisation. On comprend aussi que dans le cas du mélange xénon-hydrogène un tel effet ne peut avoir lieu; en effet le potentiel d'ionisation de l'hydrogène étant proche de celui des 6 électrons $5p$ du xénon, les raies d'absorption ne peuvent contribuer à éliminer les photons virtuels qui iraient ioniser le xénon.

Si nous poussons plus à fond cette interprétation nous nous heurtons à une difficulté; pour que cette explication soit valable il faut que l'absorption de l'hélium puisse s'étaler sur une bande de fréquence suffisamment large pour éliminer une partie importante du spectre des photons virtuels. Or l'hélium possède bien une bande très large de 12 à 22 ev (et c'est même le seul élément qui possède une bande dans cette région) mais dans le phénomène d'émission seulement (H 30).

D'autre part les raies Rydberg ne sont ni assez larges ni assez serrées pour former une bande continue d'absorption. La remarque suivante permet peut-être de lever cette difficulté.

Les atomes d'hélium responsables de la polarisation en un point M se trouvent entre M et la trajectoire (fig. 10). Le champ de polarisation $\vec{P}_0$ en M dû à l'atome d'hélium He_0 est en phase avec le champ électrique $\vec{E}$ dû à la particule incidente. Par contre les champs de polarisation $\vec{P}_1$ et $\vec{P}_2$ créés par les atomes d'hélium He_1 et He_2 sont respectivement en avance et en retard par rapport au champ $\vec{E}$. La résultante de tous ces champs de polarisation a donc une durée plus longue que

chacun de ces champs de polarisation élémentaires (fig. 11). Lorsque l'on décompose ce champ résultant en série de Fourier on doit trouver une contribution à la polarisation pour les fréquences plus faibles que celles qui composent les champs

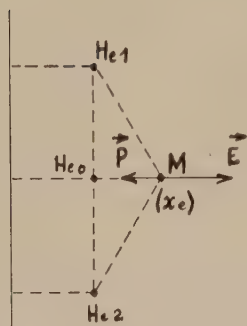


FIG. 10

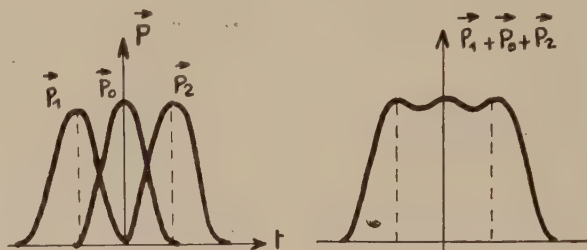


FIG. 11

de polarisation élémentaires. Ces champs de polarisation de résonance étant riches en fréquences comprises entre 20 ev (première raie d'absorption) et 24,5 ev (potentiel d'ionisation), le champ résultant $\vec{P}$ sera formé d'une large bande comprenant les fréquences immédiatement inférieures, c'est-à-dire le domaine de l'ionisation du xénon (fig. 12, 13, 14).

En résumé nous avons essayé de montrer qualitativement que par des effets de polarisation très importants puisqu'ils correspondent à des fréquences de résonance pour l'atome, l'hélium peut éliminer les photons qui seraient allés ioniser les atomes du xénon. On comprend donc pourquoi l'hélium peut jouer le rôle d'un écran partiel pour la remontée de l'ionisation du xénon, comme nous l'avons trouvé expérimentalement.

VII. — CONCLUSIONS

La conclusion la plus intéressante de ces expériences est la suivante : il existe des gaz pour lesquels la remontée de l'ionisation est forte (xénon, xénon et hydrogène). En conséquence nous pouvons donc espérer séparer les particules aux très grandes énergies et nous avons vu dans quelles conditions on pourrait utiliser cette technique. Cependant l'adaptation de cette technique sur un faisceau de particules issues d'un accélérateur pose la difficulté essentielle de faire fonctionner une grande chambre de Wilson avec les qualités requises pour une mesure précise de l'ionisation et à une cadence qui ne soit pas trop faible (la mesure du moment pouvant d'ailleurs être effectuée dans une autre chambre).

La technique du comptage de gouttelettes est lente. Il nous semble qu'une technique utilisant des compteurs proportionnels remplis de xénon gazeux aurait l'avantage de fournir des statistiques rapidement beaucoup plus importantes; mais les fluctuations peuvent être une difficulté pour cette technique.

Une autre technique nous semble plus séduisante : celle du compteur à scintillation dans le xénon gazeux développée par WEINSTEIN (M.I.T. communication

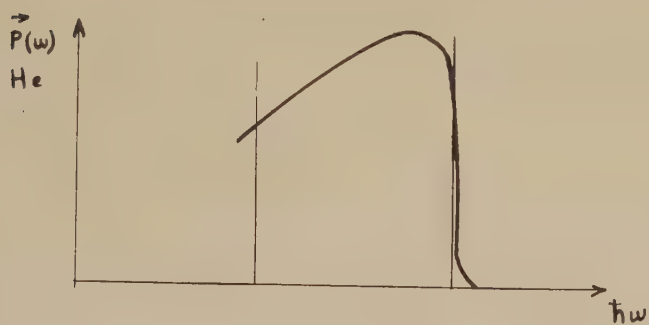


FIG. 12

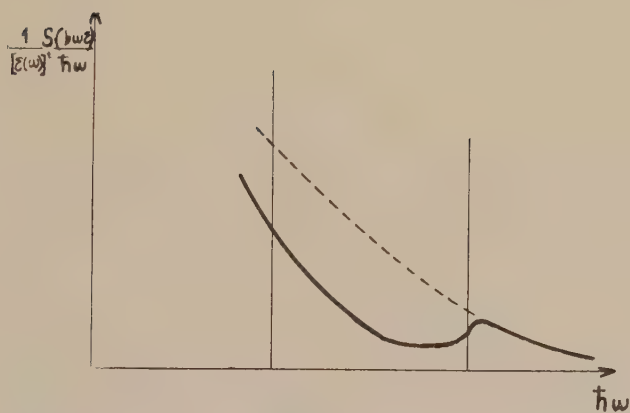


FIG. 13

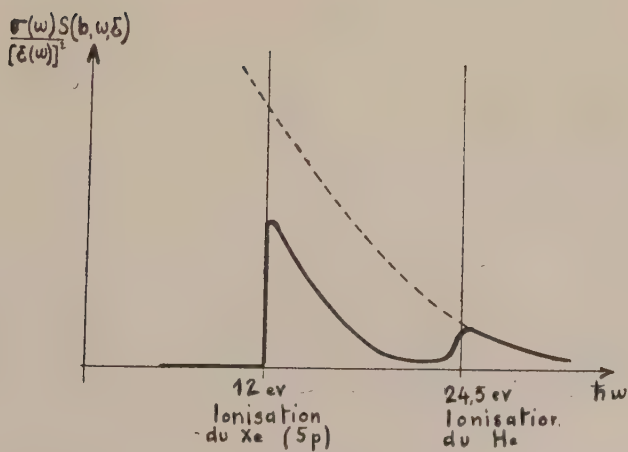


FIG. 14

privée). La réponse de ce compteur est proportionnelle à l'énergie perdue par excitation dont la remontée relativiste doit être du même ordre que la remontée de l'ionisation. D'autre part on peut faire un compteur à scintillation suffisamment grand pour réduire les fluctuations.

Les expériences portant sur des mélanges xénon-hélium révèlent des remontées d'ionisation beaucoup plus faibles; elles montrent que la remontée relativiste de l'ionisation ne peut pas toujours être considérée comme une propriété additive par rapport à chacun des constituants du mélange. Dans nos expériences l'hélium a perturbé l'ionisation du xénon.

Nous avons montré ainsi que la remontée de l'ionisation est un phénomène complexe. Jusqu'à présent aucune théorie exactement adaptée n'a été encore faite. Une théorie qui rendrait compte de la complexité du phénomène permettrait peut-être de prévoir des mélanges pour lesquels les remontées d'ionisation seraient encore plus importantes.

REMERCIEMENTS

Je prie M. L. LEPRINCE-RINGUET de bien vouloir trouver ici l'expression de ma reconnaissance pour ses conseils et encouragements; j'ai tout particulièrement apprécié l'atmosphère sympathique et amicale qui règne dans son laboratoire.

Ma gratitude va à M. A. LAGARRIGUE qui est l'initiateur de ce travail. Je le remercie de sa direction et de son amicale collaboration à laquelle je dois une grande partie de ma formation.

Ma reconnaissance va à MM. P. RANÇON, P. MUSSET, X. SAUTERON, J. SIX et M. BLOCH qui ont contribué à ce travail, tant par leurs intéressantes suggestions que par leur participation active aux mesures. Je remercie MM. J. BAUCHON, J. BELUS et J. VILLET qui ont assuré la construction et le fonctionnement d'un appareillage complexe, et tout particulièrement M. M. REPOSEUR, à qui nous devons des réalisations mécaniques très délicates. Je remercie également MM. P. FERRAND et BOUNIAC qui ont réalisé les sélecteurs de coïncidences. Mes remerciements s'adressent aussi à Mme A. FAIST-VANHOVE, M^{lle} S. ARATAN et M. CHANAL qui ont participé aux mesures, aux statistiques et aux calculs.

Ma gratitude va aux nombreux physiciens qui ont témoigné de l'intérêt pour ce travail, et y ont contribué par d'intéressantes discussions; je remercie tout particulièrement MM. les professeurs V. WEISSKOPF, A. KASTLER, C. PEYROU, H. BRIDGE, W. B. FRETTER, P. BUDINI, V. L. TELEGDI, B. VODAR, B. GRÉGORY et A. ASTIER, ainsi que MM. J. ROMAND, R. VAN DER VAALE, VAN ROSSUM, VALADAS, et FALK-VAIRANT.

Mon père trouvera ici ma reconnaissance pour ses nombreux conseils et encouragements.

Enfin, j'exprime mes remerciements au Service des Poudres qui a permis et favorisé ce travail, et tout particulièrement à M. l'Ingénieur général FLEURY, M. l'Ingénieur général FAUVEAU, M. l'Ingénieur général CORBU, et M. l'Ingénieur en Chef TAVERNIER, directeur du Service des Poudres.

BIBLIOGRAPHIE

- AF 56. — T. L. AGGSON, W. R. FRETTER, L. F. HANSEN, R. C. KEPLER (communication privée).
 B 13. — N. BOHR, *Phil.* 25, 10.
 B 15. — N. BOHR, *Phil. Mag.* 30, 581.
 B 30. — H. A. BETHE, *Ann. d. Physik*, 5, 325.
 B 32. — H. A. BETHE, *Zeits. f. Physik*, 76, 293.
 B 33. — H. A. BETHE, *Hand. d. Physik*, 24, 515.
 BA 48. — A. BOHR, *Kgl. Da. Vid.*, 24, n° 19.
 Ba 56. — W. C. BARBER, *Ph. Rev.*, 103, 1281.
 Bi 32. — F. BLOCH, *Zeits. f. Physik*, 81, 363.
 Bi 33. — F. BLOCH, *Ann. d. Physik*, 16, 285.
 Bo 52. — Th. BOWEN, F. X. ROSER, *Ph. Rev.*, 85, 992.
 Bo 54. — Th. BOWEN, *Ph. Rev.*, 96, 755.
 Br 39. — R. B. BRODE, *Rev. of mod. Ph.*, 11, 222.
 Br 53. — L. M. BROWN, *Ph. Rev.*, 90, 95.
 BS 51. — C. J. BAKKER, E. SEGRÉ, *Phi. Rev.*, 81, 489.
 Bu 50. — P. BUDINI, *Nuovo Cim.*, 7, 835.
 Bu 52. — P. BUDINI, G. POIANI, *Nuovo Cim.*, 9, 199.
 Bu 53. — P. BUDINI, *Nuovo Cim.*, 10, 236.
 Bu 56. — P. BUDINI, L. TAFFARA, *Nuovo Cim.*, 10, 23.
 BW 53. — R. BASKIN, J. R. WINCKLER, *Ph. Rev.*, 92, 464.
 C 55. — D. O. CALDWELL, *Ph. Rev.*, 100, 291.
 CB 38. — D. R. CORSON, R. B. BRODE, *Ph. Rev.*, 53, 773.
 CW 52. — R. S. CARTER, W. L. WHITTEMORE, *Ph. Rev.*, 87, 494.
 D 51. — I. B. Mc DIARMID, *Ph. Rev.*, 84, 851.
 DD 52. — DANIEL, DAVIES, MULVEY, PERKINS, *Phil. Mag.*, 43, 753.
 FO 55. — D. A. EYIONS, B. G. OWEN, B. T. PRICE, J. C. WILSON, *Proc. Ph. Soc. A*, 68, 793.
 F 39. — E. FERMI, *Ph. Rev.*, 56, 1242.
 F 40. — E. FERMI, *Ph. Rev.*, 57, 485.
 FF 55. — W. B. FRETTER, E. W. FRIESEN, *Rev. Sci. Inst.*, 26, 703.
 FF 56. — W. B. FRETTER, E. W. FRIESEN, A. LAGGARRIGUE, *Nuovo Cim.*, Suppl. 4, 569.
 FH 50. — W. FRANZEN, J. HALPERN, W. E. STEPHENS, *Ph. Rev.*, 77, 641.
 FL 53. — J. R. FLEMING, J. J. LORD., *Ph. Rev.*, 92, 511.
 FN 53. — R. H. FROST, C. E. NIELSON, *Ph. Rev.*, 91, 864.
 FU 46. — U. FANO, *Ph. Rev.*, 70, 44.
 G 25. — R. W. GURNEY, *Proc. Roy. Soc., A*, 107, 340.
 GJ 54. — S. G. GHOSCH, G. M. JONES, J. C. WILSON, *Proc. Ph. Soc. A*, 67, 331.
 GM 52. — E. L. GOLDWASSER, F. E. MILLS, A. O. HANSON, *Ph. Rev.*, 88, 1137.
 GJ 52. — S. G. GHOSCH, G. M. JONES, J. C. WILSON, *Proc. Ph. Soc. A*, 65, 68.
 H 30. — HOPFIELD, *Ph. Rev.*, 36, 784.
 Ha 45. — W. E. HAZEN, *Ph. Rev.*, 67, 269.
 Ha 47. — E. HAYWARD, *Ph. Rev.*, 72, 937.
 He 48. — F. L. HEREFORD, *Ph. Rev.*, 74, 574.
 HG 52. — A. O. HANSON, E. L. GOLDWASSER, F. E. MILLS, *Ph. Rev.*, 86, 617.
 HH 40. — O. HALPERN, H. HALL., *Ph. Rev.*, 57, 459.
 HH 48. — O. HALPERN, H. HALL, *Ph. Rev.*, 73, 477.
 HH 52. — A. HUDSON, R. HOFSTADTER, *Ph. Rev.*, 88, 589.
 HS 51. — I. HUDES, M. H. SHAMOS, *Ph. Rev.*, 84, 1056.
 J 48. — W. P. JESSE, H. FORSTAT, *Ph. Rev.* 73,926; 74, 1259.
 J 49. — W. P. JESSE, J. SADAUSKIS, *Ph. Rev.*, 77, 782.
 J 50. — W. P. JESSE, H. FORSTAT, J. SADAUSKIS, *Ph. Rev.*, 77, 1950.
 J 52. — W. P. JESSE, J. SADAUSKIS, *Ph. Rev.*, 88, 417.
 J 54. — W. P. JESSE, J. SADAUSKIS, *Ph. Rev.*, 94, 764.
 J SS. — W. P. JESSE, J. SADAUSKIS, *Ph. Rev.*, 100, 1755, 97, 1668.
 JH 52. — L. JAUNEAU, F. HUG-BOUSSER, *J. Ph. Rad.*, 13, 753.
 K 57. — R. C. KEPLER, *Thèse*, Berkeley.
 KD 58. — R. C. KEPLER, C. A. D'ANDLAU, W. B. FRETTER, L. H. HANSEN, *Nuovo Cim.*, 7, 71.
 KP 53. — J. E. KUPPÉRIAN, E. D. PALMATIER, *Ph. Rev.*, 91, 1186.
 L 52. — A. LAGARRIGUE, *Thèse*, Paris.
 LB 37. — M. S. LIVINGSTON, H. A. BETHE, *Rev. of Mod. Ph.*, 9, 285.

- LM 57. — A. LAGARRIGUE, P. MUSSET, A. ROUSSET, X. SAUTERON, *Rapports*, Venise, 1957.
 MC 52. — C. W. MC CLURE, *Ph. Rev.*, 87, 680.
 Mo 52. — A. H. MORRISH, *Phil. Mag.*, 43, 533.
 Mo 32. — C. MOLLER, *Ann. der Physik*, 14, 531.
 MR 50. — H. MESSEL, D. M. RITSON, *Phil. Mag.*, 41, 1129.
 MS 52. — A. G. MESHKOVSKII, V. A. SHEBANOV, *Doklady Akad. Nauk SSSR*, 82, 233.
 MV 53. — R. P. MICHAELIS, C. E. VIOLET, *Ph. Rev.*, 90, 723.
 NR 55. — J. NEUFELT, RITCHIE, *Ph. Rev.*, 99, 1125.
 PM 55. — E. O. PALMATIER, MEERS, ASKEY, *Ph. Rev.*, 97, 486.
 PR 53. — J. K. PERRY, RATHGEER, ROUSE, *Proc. Ph. Soc. A.*, 66, 541.
 PW 53. — PRICE, WEST, BECKER, CHANSON, NAGEOTTE, TREILLE, *Proc. Ph. Soc. A.*, 66, 167.
 R 52. — B. ROSSI, *High Energy Particles*.
 S 52. — R. M. STERNHEIMER, *Ph. Rev.*, 88, 851.
 S 53. — R. M. STERNHEIMER, *Ph. Rev.*, 91, 256.
 S 56. — R. M. STERNHEIMER, *Ph. Rev.*, 103, 511.
 Sc 51. — M. SCHÖNBERG, *Nuovo Cim.*, 8, 159.
 Sc 52. — M. SCHÖNBERG, *Nuovo Cim.*, 9, 372.
 SH 52. — M. SCHÖNBERG, *Huybrechts*, 9, 764.
 SG 40. — SEN GUPTA, *Nature*, 146, 65.
 SK 46. — L. L. SKOLIL, *Ph. Rev.*, 70, 619.
 SH 53. — H. R. SNODGRASS, *Ph. Rev.*, 92, 1089.
 SR 51. — D. C. SACHS, R. J. RICHARDSON, *Ph. Rev.*, 83, 834.
 SR 53. — D. C. SACHS, R. J. RICHARDSON, *Ph. Rev.*, 89, 1163.
 SS 54. — B. STILLER, M. M. SHAPIRO, *Ph. Rev.*, 92, 735.
 SW 38. — W. F. G. SWANN, J. FRANKLIN, *Inst.*, 226, 598.
 VP 50. — L. VOJVODIC, E. PICKNP, *Ph. Rev.*, 80, 89.
 W 7. — R. VAN DER WALLE, J. VERHAEGHE, J. ALLEWAERT, *Compt. Rend. Acad.*, 245, 1611, 1721.
 WB 56. — J. WEISS, W. BERNSTEIN, *Ph. Rev.*, 103, 1253.
 Wi 33. — E. J. WILLIAMS, *Proc. Roy. Soc. A.*, 139, 163.
 Wi 39. — E. J. WILLIAMS, *Proc. Roy. Soc. A.*, 172, 194.
 Wi 40. — G. C. WICK RIC, *Sci.*, 11, 273.
 Wi 41. — G. C. WICK RIC, *Sci.*, 12, 858.
 Wi 43. — G. C. WICK, *Nuovo Cim.*, 1, 302.
 WR 54. — C. WARNER, F. ROHRlich, *Ph. Rev.*, 93, 406.
 WS 49. — W. L. WHITTEMORE, J. C. STREET, *Ph. Rev.*, 85, 992.

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

LA RÈGLE SÉLECTION $\Delta T = 1/2$ DANS LES DÉSINTÉGRATIONS DES PARTICULES ÉTRANGES

Vu et approuvé :
Paris, le 25 octobre 1958
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
J. PÉRÈS

Vu et permis d'imprimer :
Le Recteur de l'Académie de Paris,
JEAN SARRAILH

